



Tiago Marchão Moreira

Licenciatura em Ciências de Engenharia Mecânica

**Contribuição para a validação do
código numérico OpenFOAM em
escoamentos com superfície livre**

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em
Engenharia Mecânica

Orientador: José Manuel Paixão Conde,
Prof. Auxiliar, Universidade Nova de Lisboa, Faculdade
de Ciências e Tecnologia

Júri:

Presidente: Prof. Doutor José Fernando de Almeida Dias
Arguentes: Prof. Doutor Eric Lionel Didier
Doutora Conceição Juana Espinosa Morais Fortes
Vogal: Prof. Doutor José Manuel Paixão Conde



FACULDADE DE
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

Setembro de 2012

Contribuição para a validação do código numérico OpenFOAM em escoamentos com superfície livre.

Copyright © de Tiago Marchão Moreira, FCT-UNL.

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade Nova de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objectivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.

Dedicatória

Dedico esta dissertação aos meus Pais.

Agradecimentos

Quero agradecer a todos aqueles que tornaram possível a realização deste trabalho.

Em particular, quero agradecer a ajuda do meu orientador, Professor José Conde, por toda a ajuda e dados disponibilizados e que serviram de referência para este trabalho.

Gostaria também de agradecer ao Professor Eric Didier, por ter cedido gentilmente os resultados obtidos nas suas simulações.

Deixo aqui um sinal de apreço a todo o corpo docente e não-docente do Departamento de Engenharia Mecânica e Industrial da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa.

À Ana, à Luana, à minha irmã, ao José e à Lena, obrigado por todo o apoio que me deram.

Ao meu Pai e à minha Mãe, agradeço todos os sacrifícios que fizeram por mim e os valores que me transmitiram, e que tornaram possível a realização desta dissertação.

Resumo

Pretendeu-se com este trabalho explorar o potencial do código numérico OpenFOAM, no estudo de problemas de aerodinâmica e hidrodinâmica.

Na parte da aerodinâmica estudou-se o caso do escoamento bidimensional estacionário no interior de uma cavidade utilizando o simpleFoam; os erros iterativo e de convergência, foram calculados e posteriormente comparados com os resultados obtidos por outros códigos numéricos. Foi simulado o escoamento bidimensional não estacionário em torno de uma placa plana perpendicular ao escoamento, utilizando o icoFoam; foram testadas malhas diferentes e comparou-se a solução com dados numéricos e experimentais obtidos por outros autores.

Na hidrodinâmica simulou-se o caso da instabilidade de Rayleigh-Taylor e o caso de referência do colapso de uma coluna de água com e sem obstáculo, para validação do código numérico interFoam em escoamentos bifásicos. A geração de ondas abordou-se de duas formas, com a waves2Foam *toolbox* e com a biblioteca groovyBC que permite aplicar valores de fronteira que correspondem às equações da teoria linear das ondas.

Primeiro testou-se a ferramenta de geração de ondas waves2Foam num canal bidimensional sem obstáculos, para compreender o seu funcionamento; depois simulou-se um escoamento bidimensional no mesmo canal mas com um cilindro horizontal submerso, utilizando a waves2Foam *toolbox* e a biblioteca groovyBC; validaram-se os resultados com os dados experimentais e de outros códigos numéricos.

O dispositivo de aproveitamento da energia das ondas do tipo coluna de água oscilante (DAEO-CAO) foi simulado utilizando a ferramenta waves2Foam; o domínio físico consiste num canal tridimensional que possui um cilindro oco colocado verticalmente e que se encontra parcialmente submerso. O caso foi corrido posteriormente com a introdução de uma perda de carga no topo do DAEO-CAO, utilizando a biblioteca groovyBC, para simular a presença de uma turbina do tipo Wells. Validaram-se os resultados por comparação com os dados obtidos experimentalmente e numericamente por outros autores.

Palavras-chave: Coluna de Água Oscilante (CAO), Geração de ondas, OpenFOAM, VoF, swak4Foam, waves2Foam.

Abstract

The purpose of this work is to exploit the potential of the OpenFOAM software, in the studies of aerodynamics and hydrodynamics problems.

In the aerodynamic section, it was studied the bidimensional and stationary flow inside a cavity using the simpleFoam solver; the iterative and the convergence errors were calculated, and then compared with some numerical results from other numerical codes. It was simulated a bidimensional non-stationary flow over a flat plate perpendicular to the flow, using the icoFoam solver; different meshes were tested and the solutions were compared with numerical and experimental data, obtained from other authors.

In the hydrodynamic section, the reference case of the dam break, with and without an obstacle, and the Rayleigh-Taylor instability were simulated to validate the interFoam solver on two phase flows. The wave generation was accomplished by using the waves2Foam toolbox, and the groovyBC library which allows the application of boundary values that match the linear wave theory equations.

The waves2Foam wave generating toolbox was firstly tested on a bidimensional flume without obstacles, to understand its behavior; it was then simulated a bidimensional flow, on the same flume but with a submerged horizontal cylinder, using the waves2Foam toolbox and the groovyBC library, and the results were validated with experimental and other numerical codes data.

The oscillating water column wave energy converter (OWC-WEC) was simulated using the waves2Foam toolbox; the physical domain consists on a tridimensional flume with a vertical hollow cylinder which is partially submerged. The case was then run with a pressure loss on the top of the OWC-WEC to simulate the introduction of a Wells turbine by using the groovyBC library. The results were validated by comparing with the experimental and numerical data from other authors.

Keywords: *OpenFOAM, Oscillating Water Column (OWC), VoF, swak4Foam, Wave generation, waves2Foam.*

Índice de Matérias

Capítulo 1	1
Introdução	1
1.1. Motivação	1
1.2. Aproveitamento da energia das ondas	1
1.3. Resumo do trabalho	3
Capítulo 2	5
Modelação matemática e código OpenFOAM	5
2.1. Formação das ondas	5
2.2. Teoria linear das ondas	6
2.3. Modelação matemática e numérica	8
2.4. Plataforma OpenFOAM.....	9
2.4.1. Funcionamento do OpenFOAM	9
2.4.2. Códigos numéricos e bibliotecas	10
2.4.2.1. simpleFoam solver.....	10
2.4.2.2. icoFoam solver.....	10
2.4.2.3. interFoam solver	10
2.4.2.4. waves2Foam toolbox	11
2.4.2.5. swak4Foam.....	11
2.4.3. Esquemas numéricos e algoritmos de resolução	12
Capítulo 3	15
Validação do OpenFOAM em problemas de aerodinâmica	15
3.1. Escoamento no interior de uma cavidade.....	15
3.1.1. Geometria do escoamento, condições de fronteira e iniciais.	15
3.1.2. Malhas utilizadas, patamares de convergência e esquemas numéricos	16
3.1.3. Apresentação de resultados	17
3.1.3.1. Número de iterações e resíduos.....	17
3.1.3.2. Erro Iterativo	19
3.1.3.3. Erro de discretização	22
3.1.3.4. Solução obtida	24
3.2. Escoamento em torno de uma placa perpendicular ao escoamento	28
3.2.1. Geometria do domínio, condições de fronteira e condições iniciais.....	28
3.2.2. Malhas utilizadas e esquemas numéricos	29
3.2.3. Método utilizado no cálculo dos coeficientes de arrasto e de pressão	31
3.2.4. Apresentação de resultados	32
3.3. Conclusões	37

Capítulo 4	39
Validação do OpenFOAM em escoamentos com superfície livre	39
4.1. Instabilidades de Rayleigh-Taylor	39
4.1.1. Geometria do caso, propriedades dos fluidos, condições de fronteira e iniciais	39
4.1.2. Malhas utilizadas e esquemas numéricos	40
4.1.3. Apresentação de resultados	42
4.2. Colapso de uma coluna de água numa cuba aberta	46
4.2.1. Geometria dos dois casos testados, condições de fronteira e iniciais	46
4.2.2. Malhas utilizadas nos dois casos.....	47
4.2.3. Apresentação de resultados da coluna de água sem obstáculo	49
4.2.4. Apresentação de resultados da coluna de água com obstáculo	53
4.3. Colapso de um reservatório de água com obstáculo trapezoidal.....	56
4.3.1. Geometria do caso, condições de fronteira e iniciais	56
4.3.2. Malhas utilizadas e esquemas numéricos	57
4.3.3. Resultados obtidos	58
4.4. Conclusões	60
Capítulo 5	63
Propagação de ondas com o código OpenFOAM	63
5.1. Geração de ondas num canal bidimensional com fundo horizontal	63
5.1.1. Geometria do canal e condições fronteira e iniciais	63
5.1.2. Malhas e esquemas numéricos	64
5.1.3. Apresentação de resultados	65
5.2. Geração de ondas num canal bidimensional com um cilindro horizontal submerso	68
5.2.1. Geometria do caso e condições de fronteira e iniciais	68
5.2.2. Malhas e esquemas numéricos	69
5.2.3. Apresentação de resultados	71
5.3. Simulação de um DAEO-CAO	75
5.3.1. Geometria do caso e condições de fronteira e iniciais	75
5.3.2. Discretização do domínio.....	76
5.3.3. Modelo de membrana porosa e perda de carga induzida	78
5.3.4. Apresentação de resultados	78
5.4. Conclusões	86
Capítulo 6	87
Conclusões e recomendações.....	87
6.1. Conclusões	87
6.2. Recomendações e trabalhos futuros	88
Referências Bibliográficas	89

Índice de Figuras

Figura 1.1 – Distribuição do fluxo de energia médio anual por metro de frente de onda, em kW/m [34].	2
Figura 1.2 – Esquema de um DAEO-CAO (adaptado [1]).	2
Figura 2.1 – Formação de ondas devido à acção continuada do vento (adaptado [3]).	5
Figura 2.2 – Representação dos parâmetros que caracterizam a onda (adaptado [22]).	6
Figura 3.1 – Geometria do escoamento no interior de uma cavidade.	16
Figura 3.2 – Malhas ortogonais do caso da cavidade: a) malha com 21x21 VC; b) malha com 161x161 VC.	16
Figura 3.3 – Gráficos da evolução dos resíduos até atingir a precisão da máquina: a) evolução do resíduo da pressão, p ; b) evolução do resíduo da componente horizontal da velocidade, u_x .	19
Figura 3.4 - Logaritmo decimal da razão entre o erro quadrático médio da velocidade horizontal e a tolerância utilizada no critério de convergência: a) $e_{tol} = 10^{-3}$; b) $e_{tol} = 10^{-5}$; c) $e_{tol} = 10^{-7}$; d) $e_{tol} = 10^{-9}$.	20
Figura 3.5 - Logaritmo decimal da razão entre a norma de máximo da velocidade horizontal e a tolerância utilizada no critério de convergência: a) $e_{tol} = 10^{-3}$; b) $e_{tol} = 10^{-5}$; c) $e_{tol} = 10^{-7}$; d) $e_{tol} = 10^{-9}$.	21
Figura 3.6 - Convergência da componente horizontal da velocidade: a) ponto PV; b) ponto PH.	22
Figura 3.7 – Convergência da componente vertical da velocidade: a) ponto PV; b) ponto PH.	23
Figura 3.8 - Convergência do coeficiente de pressão: a) ponto PV; b) ponto PH.	23
Figura 3.9 - Convergência da componente z da vorticidade: a) ponto PV; b) ponto PH.	23
Figura 3.10 - Distribuição do coeficiente de pressão: a) simpleFoam; b) Bruneau <i>et al.</i> [5] (adaptado).	24
Figura 3.11 – Campo de vorticidade da componente z : a) simpleFoam; b) Bruneau <i>et al.</i> [5] (adaptado).	24
Figura 3.12 – Função de corrente: a) simpleFoam; b) Bruneau <i>et al.</i> [5] (adaptado).	25
Figura 3.13 - Bolhas de recirculação, solução obtida com o simpleFoam: a) canto inferior esquerdo; b) canto inferior direito.	25

Figura 3.14 - Perfis de velocidades no interior da cavidade: a) solução obtida com o simpleFoam para diferentes precisões; b) solução obtida com o simpleFoam para diferentes malhas.	26
Figura 3.15 - Perfis de velocidades no interior da cavidade: a) solução geral para diferentes códigos numéricos; b) <i>zoom</i> de parte da solução apresentada em a).	26
Figura 3.16 – Solução obtida com os diferentes códigos numéricos: a) coeficiente de pressão; b) componente z da vorticidade.	27
Figura 3.17 – Variação do número de iterações com os coeficientes de relaxação, α_p e α_U : a) malha 81x81 VC; b) malha 161x161 VC.	27
Figura 3.18 – Geometria do domínio físico considerado nas simulações.	28
Figura 3.19 – Pormenor de discretização junto ao bordo superior da placa: a) malha P1; b) malha P2 (adaptado [7]).	29
Figura 3.20 – Pormenor de discretização junto ao bordo superior da placa: a) malha P3; b) malha P4 (adaptado [7]).	30
Figura 3.21 – Evolução do coeficiente de arrasto em função do tempo adimensionalizado: a) comparação com diferentes malhas; b) pormenor da solução.	33
Figura 3.22 – Evolução do coeficiente de arrasto em função do tempo adimensionalizado: a) diferentes esquemas da derivada temporal; b) pormenor da solução.	33
Figura 3.23 – Evolução do coeficiente de arrasto em função do tempo adimensionalizado a) comparação com diferentes códigos numéricos; b) pormenor da solução.	34
Figura 3.24 – Solução ao longo das faces de barlavento e sotavento para diferentes malhas: a) distribuição do coeficiente de pressão médio; b) distribuição do desvio padrão.	34
Figura 3.25 – Solução ao longo das faces de barlavento e sotavento para diferentes esquemas da derivada temporal: a) distribuição do coeficiente de pressão médio; b) distribuição do desvio padrão.	35
Figura 3.26 – Solução ao longo das faces de barlavento e sotavento para diferentes códigos numéricos: a) distribuição do coeficiente de pressão médio; b) distribuição do desvio padrão.	35
Figura 3.27 – Evolução da solução com a diminuição do passo de tempo adimensionalizado: a) valor médio do coeficiente de arrasto; b) erro quadrático do coeficiente de arrasto médio.	36

Figura 3.28 – Evolução da solução com a diminuição do passo de tempo adimensionalizado: a) valor médio do coeficiente de pressão no centro da placa na face de sotavento; b) respectivo desvio padrão.	36
Figura 3.29 – Vorticidade e linhas de corrente no instante $t = 180$ s.	37
Figura 4.1 – Geometria do problema da instabilidade de Rayleigh-Taylor.	40
Figura 4.2 – Malhas utilizadas: a) malha RT1; b) malha RT2; c) malha RT3 d) malha RT4.	41
Figura 4.3 - Evolução da posição da superfície livre no eixo do domínio ao longo do tempo: a) sem tensão superficial; b) com tensão superficial.	42
Figura 4.4 – Evolução da superfície livre na “parede” do domínio ao longo do tempo: a) sem tensão superficial; b) com tensão superficial.	43
Figura 4.5 – Evolução da solução com o refinamento da malha, para a simulação sem tensão superficial, no instante $t = 1,3$ s: a) RT1; b) RT2; c) RT3; d) RT4; e) RT5.	44
Figura 4.6 – Frente de bolha em diferentes instantes, sem tensão superficial: a) $t = 0$ s; b) $t = 0,5$ s; c) $t = 0,7$ s; d) $t = 0,9$ s; e) $t = 1,0$ s; f) $t = 1,1$ s; g) $t = 1,2$ s; h) $t = 1,3$ s; i) $t = 1,5$ s.	44
Figura 4.7 – Evolução da solução com o refinamento da malha, para a simulação com tensão superficial, no instante $t = 1,3$ s: a) RT1; b) RT2; c) RT3; d) RT4; e) RT5.	45
Figura 4.8 – Frente de bolha em diferentes instantes, com tensão superficial: a) $t = 0$ s; b) $t = 0,5$ s; c) $t = 0,7$ s; d) $t = 0,9$ s; e) $t = 1,0$ s; f) $t = 1,1$ s; g) $t = 1,2$ s; h) $t = 1,3$ s; i) $t = 1,5$ s.	45
Figura 4.9 – Geometria do caso do colapso da coluna de água: a) sem obstáculo b) com obstáculo.	46
Figura 4.10 – Malhas do caso do colapso da coluna de água sem obstáculo: a) malha B1; b) malha B2; c) malha B3; d) malha B4.	47
Figura 4.11 – Malhas utilizadas do colapso da coluna de água com obstáculo: a) malha C1; b) malha C2; c) malha C3; d) malha C4.	48
Figura 4.12 – Determinação da superfície livre da água: a) nomenclatura utilizada; b) critérios de determinação da posição da superfície livre da água.	49
Figura 4.13 – Evolução da posição da superfície livre da água com o tempo: a) frente de onda; b) cota da superfície livre.	50
Figura 4.14 – Evolução da solução com o refinamento da malha: a) frente de onda b) cota da superfície livre.	50

Figura 4.15 – Evolução da solução com a variação do número de Courant máximo: a) posição da frente de onda; b) cota da superfície livre.	51
Figura 4.16 – Dispersão da fracção de volume no instante de tempo $t = 0,8$ s: a) malha B1; b) malha B2; c) malha B3; d) malha B4.	51
Figura 4.17 – Comparação entre os resultados numéricos obtidos no OpenFOAM com fotografias do ensaio experimental [21]: a) $t = 0$ s; b) $t = 0,2$ s; c) $t = 0,4$ s; d) $t = 0,6$ s.	52
Figura 4.18 - Comparação entre os resultados numéricos obtidos no OpenFOAM com fotografias do ensaio experimental [21]: a) $t = 0,8$ s; b) $t = 1,0$ s.	53
Figura 4.19 – Dispersão da fracção de volume no instante de tempo $t = 0,5$ s: a) malha C1; b) malha C2; c) malha C3; d) malha C4.	54
Figura 4.20 - Comparação entre a solução numérica obtida no OpenFOAM com a fotografia de um ensaio experimental [21] no instante inicial.	54
Figura 4.21 – Comparação entre os resultados numéricos obtidos no OpenFOAM com fotografias de um ensaio experimental [21]: a) $t = 0,1$ s; b) $t = 0,2$ s; c) $t = 0,3$ s; d) $t = 0,4$ s;	55
Figura 4.22 - Comparação entre a solução numérica obtida no OpenFOAM com a fotografia de um ensaio experimental [21] no instante $t = 0,5$ s.	56
Figura 4.23 – Geometria do caso do colapso do reservatório de água com obstáculo trapezoidal, dimensões em mm.	56
Figura 4.24 - Malhas utilizadas no colapso do reservatório de água com um obstáculo trapezoidal: a) malha D1; b) malha D2; c) malha D3; d) malha D4.	57
Figura 4.25 – Resultados obtidos em diferentes instantes de tempo: a) simulação numérica, malha D4; b) resultados experimentais.	59
Figura 4.26 – Resultados obtidos na simulação numérica e no ensaio experimental, no instante $t = 5$ s.	59
Figura 4.27 – Comparação dos resultados no instante $t = 2,54$ s, para as diferentes malhas: a) malha D1; b) malha D2; c) malha D3; d) malha D4.	60
Figura 5.1 – Geometria do caso, com as zonas de relaxação sombreadas a rosa.	63
Figura 5.2 – Pormenor da discretização da malha WT1.	64
Figura 5.3 – Elevação da superfície livre instante $t/T = 24$, ao longo: a) da totalidade do canal; b) da zona sem relaxação.	66

Figura 5.4 - Distribuição da magnitude da velocidade no instante $t/T = 24$: a) zona de propagação da onda; b) zona de amortecimento.	66
Figura 5.5 – Elevação da superfície livre ao longo do tempo para quatro posições ao longo do canal.	67
Figura 5.6 - Espectro de frequências no ponto $x = 1,988$ m.	67
Figura 5.7 – Fotografia do ensaio experimental apresentado por Conde et al [6].	68
Figura 5.8 – Geometria e zonas de relaxação do canal numérico com o cilindro submerso.	69
Figura 5.9 – Pormenor de discretização do cilindro na malha CC1.	70
Figura 5.10 – Elevação da superfície livre ao longo do canal num dado instante para diferentes malhas.	71
Figura 5.11 – Elevação da superfície livre ao longo do canal no instante no instante considerado anteriormente.	71
Figura 5.12 – Elevação da superfície ao longo do tempo em vários pontos do canal.	72
Figura 5.13 – Componente horizontal da velocidade ao longo da profundidade, obtida pelos modelos numéricos (FLUENT a vermelho, waves2Foam a azul e groovyBC a verde) em diferentes posições no instante t : a) sonda 1; b) sonda 2; c) sonda 3; d) sonda 4.	72
Figura 5.14 – Componente vertical da velocidade ao longo da profundidade, obtida pelos modelos numéricos (FLUENT a vermelho, waves2Foam a azul e groovyBC a verde) em diferentes posições no instante t : a) sonda 1; b) sonda 2; c) sonda 3; d) sonda 4.	73
Figura 5.15 – Evolução da posição da superfície livre ao longo do tempo, obtida com o método groovyBC (linha verde), waves2Foam (linha azul) e ensaio experimental (ponto preto), na: a) sonda 2; b) sonda 3.	73
Figura 5.16 – Espectro de frequências no ponto: a) OpenFOAM; b) código CANAL [9].	74
Figura 5.17 – Distribuição do módulo da velocidade em torno do cilindro no instante considerado inicialmente, para: a) waves2Foam; b) groovyBC; c) FLUENT [8].	74
Figura 5.18 – Modelo simplificado do DAEO-CAO: a) fotografia do ensaio experimental, [23]; b) esquema do problema (adaptado [10]).	75
Figura 5.19 – Geometria do canal numérico.	77
Figura 5.20 – Pormenor de discretização da malha: a) plano de simetria; b) visto de cima.	77

Figura 5.21 – Comparação de resultados numéricos e experimentais da elevação da superfície livre ao longo do tempo no interior e no exterior do DAEO-CAO, nas condições de profundidade infinita, sem amortecimento e $f = 0,9$ Hz.	79
Figura 5.22 – Elevação da superfície livre em função do tempo dentro e fora do DAEO-CAO, nas condições de profundidade infinita e sem amortecimento, para: a) $f = 0,9$ Hz; b) $f = 1,1$ Hz.	80
Figura 5.23 – Elevação da superfície livre em função do tempo dentro e fora do DAEO-CAO, nas condições de profundidade infinita e com amortecimento, para: a) $f = 0,9$ Hz; b) $f = 1,1$ Hz.	80
Figura 5.24 – Elevação da superfície livre em função do tempo dentro e fora do DAEO-CAO, nas condições de profundidade intermédia e sem amortecimento, para: a) $f = 0,9$ Hz; b) $f = 1,1$ Hz.	81
Figura 5.25 – Elevação da superfície livre em função do tempo dentro e fora do DAEO-CAO, nas condições de profundidade intermédia e com amortecimento, para: a) $f = 0,9$ Hz; b) $f = 1,1$ Hz.	81
Figura 5.26 – Resposta do DAEO-CAO sem amortecimento: a) factor de amplificação; b) ângulo de fase.	82
Figura 5.27 – Resposta do DAEO-CAO com amortecimento: a) factor de amplificação; b) ângulo de fase.	83
Figura 5.28 – Espectro de frequências para a sonda colocada no interior do DAEO-CAO na condição de profundidade intermédia.	83
Figura 5.29 – Evolução da potência pneumática ao longo do tempo.	83
Figura 5.30 – Potência pneumática média para diferentes frequências de onda.	84
Figura 5.31 – Distribuição do módulo da velocidade no instante em que a elevação da superfície livre no interior do DAEO-CAO é máxima, para a frequência de onda incidente $f = 1,1$ Hz na condição de profundidade intermédia: a) DAEO-CAO sem amortecimento; b) DAEO-CAO com amortecimento.	84
Figura 5.32 – Distribuição do módulo da velocidade no plano de simetria do DAEO-CAO para uma frequência de onda incidente $f = 1,1$ Hz, em condição de águas intermédias e com amortecimento, para oito instantes que compõem o período.	85

Índice de Tabelas

Tabela 2.1 – Parâmetros que caracterizam a onda	6
Tabela 2.2 – Esquemas numéricos do OpenFOAM utilizados nas simulações.	12
Tabela 2.3 – <i>Linear-solvers</i> , <i>smoother</i> e pré-condicionadores utilizados nas simulações.	13
Tabela 3.1 - Malhas e precisões testadas.	17
Tabela 3.2 – Número de iterações para atingir a precisão da máquina.	18
Tabela 3.3 – Número de iterações para atingir os diferentes patamares de precisão em cada malha.	18
Tabela 3.4 - Caracterização das malhas [7] (adaptado).	29
Tabela 3.5 – Esquemas de discretização da derivada temporal.	30
Tabela 3.6 – Resumo dos resultados do escoamento em torno de uma placa perpendicular ao escoamento.	32
Tabela 4.1 – Caracterização das malhas e do passo de tempo utilizado	40
Tabela 4.2 – Caracterização das malhas do colapso da coluna de água sem obstáculo.	47
Tabela 4.3 – Caracterização das malhas do colapso da coluna de água com obstáculo.	48
Tabela 4.4 – Caracterização das malhas utilizadas no colapso do reservatório de água.	58
Tabela 5.1 – Caracterização das malhas do canal bidimensional sem obstáculo.	65
Tabela 5.2 – Caracterização das malhas.	70
Tabela 5.3 – Simulações efectuadas no canal com cilindro submerso.	70
Tabela 5.4 – Propriedades das ondas geradas e passo de tempo da simulação.	76
Tabela 5.5 – Caracterização das malhas utilizadas.	78

Nomenclatura

a	Dimensão característica da coluna de água
b	Nível da coluna de água na parede esquerda do domínio
C	Celeridade da onda
C_d	Coeficiente de arrasto
$\overline{C_d}$	Coeficiente de arrasto médio
$C_{d_{rms}}$	Erro quadrático médio do coeficiente de arrasto
Co	Número de Courant
C_p	Coeficiente de pressão
$\overline{C_p}$	Coeficiente de pressão médio
$\overline{C_p}^b$	Coeficiente de pressão médio da base na face de sotavento da placa
$C_{p_{rms}}^b$	Desvio padrão do coeficiente de pressão da base na face de sotavento da placa
d	Dimensão característica do obstáculo no caso da coluna de água
D	Profundidade
e	Espessura
e_i	Erro iterativo
e_{tol}	Patamar de precisão
f	Frequência
g	Aceleração da gravidade
h	Altura da onda
H	Posição da superfície livre
h_1	Comprimento do volume de controlo da malha mais fina
h_i	Comprimento do volume de controlo da malha i
K	Permeabilidade do meio poroso
K_{sn}	Constante do modelo de perda de carga induzida utilizado nas simulações numéricas
l	Distância do primeiro nó à placa segundo a direcção longitudinal do escoamento.
L	Dimensão característica do escoamento
L_∞	Norma de máximo
N	Nº de nós da malha em cada uma das faces da placa
N_j	Número de nós a jusante da placa
N_m	Número de nós a montante da placa
N_{vc}	Número de volumes de controlo da malha
n_x	Número de volumes de controlo segundo o eixo x
n_{xj}	Número de volumes de controlo a jusante do obstáculo segundo o eixo x
n_{xm}	Número de volumes de controlo a montante do obstáculo segundo o eixo x
n_{xo}	Número de volumes de controlo que discretizam o obstáculo segundo o eixo x
n_y	Número de volumes de controlo segundo o eixo y

n_{yo}	Número de volumes de controlo que discretizam o obstáculo segundo o eixo y
n_z	Número de volumes de controlo segundo o eixo z
o	Posição da frente de onda segundo o eixo x
P	Potência
p	Pressão
p_{ref}	Pressão de referência
Q	Factor de amplificação
q	Distância entre a extremidade da placa e o primeiro nó segundo a direcção transversal ao escoamento
r	Raio
R	Vector posição
Re	Número de Reynolds
S	Área do círculo interior do cilindro vertical
s	Comprimento submerso
S_i	Termo fonte das equações de Navier-Stokes
T	Período
t	Tempo
t^*	Parâmetro de adimensionalização do tempo
U	Módulo da velocidade
U_∞	Velocidade do escoamento não perturbado
\overline{U}	Velocidade média
u_x	Componente da velocidade segundo o eixo x
u_y	Componente da velocidade segundo o eixo y
u_z	Componente da velocidade segundo o eixo z
V	Vector velocidade
x	Eixo x do referencial cartesiano
y	Eixo y do referencial cartesiano
y_i	Coordenada vertical do nó inferior da célula i da face da placa
y_{i+1}	Coordenada vertical do nó superior da célula i da face da placa
z	Eixo z do referencial cartesiano

Símbolos Gregos

μ	Viscosidade dinâmica
α	Fracção de volume
α_p	Coeficiente de relaxação da pressão
α_U	Coeficiente de relaxação da velocidade
Δx	Comprimento do volume de controlo segundo o eixo x

Δy	Comprimento do volume de controlo segundo o eixo y
Δz	Comprimento do volume de controlo segundo o eixo z
ζ	Vector vorticidade
ζ^*	Parâmetro de adimensionalização da vorticidade
ζ_z	Componente z da vorticidade
η	Elevação
θ	Ângulo de desfasamento
λ	Comprimento da onda
ν	Viscosidade cinemática
ζ	Variável de estudo da solução (e.g. componente da velocidade ou pressão)
ζ_i	Solução obtida com uma dada variável com a tolerância menos exigente
ζ_{ipm}	Solução obtida com uma dada variável convergida até à precisão da máquina
ρ	Massa volúmica
ϕ	Diâmetro
Φ	Valor de uma propriedade do fluido (e.g. massa volúmica ou viscosidade)
Ψ	Função de corrente
Ψ^*	Parâmetro de adimensionalização da função de corrente
ω	Frequência angular

Expoentes

b	Base na face de sotavento da placa
-----	------------------------------------

Subscritos

d	Arrasto (em inglês <i>drag</i>)
j	Jusante
m	Montante
o	Obstáculo
p	Pressão
pm	Precisão da máquina
ref	Valor de referência
rms	Erro quadrático médio (em inglês <i>root mean square</i>)
sn	Simulação numérica
tol	Tolerância
U	Velocidade
vc	Volume de controlo
x	Eixo x
y	Eixo y
z	Eixo z

Lista de Abreviaturas

CAO	Coluna de água oscilante
DAEO	Dispositivo de aproveitamento de energia das ondas
DIC	<i>Diagonal Incomplete-Cholesky</i>
DILU	<i>Diagonal Incomplete-LU</i>
GAMG	<i>Geometric-Algebraic Multi-Grid</i>
MFC	Mecânica dos Fluidos Computacional
MTA	Método Totalmente Acoplado
OF	OpenFOAM
PBiCG	<i>Preconditioned Bi-Conjugate Gradient</i>
PCG	<i>Preconditioned Conjugate Gradient</i>
PISO	<i>Pressure Implicit with Split Operator</i>
QUICK	<i>Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinetics</i>
RANS	<i>Reynolds-averaged Navier-Stokes</i>
RMS	<i>Root Mean Square</i>
RNG	<i>Re-Normalization Group method</i>
RQM	Erro Quadrático Médio
SIMPLE	<i>Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations</i>
VC	Volume de Controlo
VoF	<i>Volume of Fluid</i>

Capítulo 1

Introdução

1.1. Motivação

A nossa civilização está muito dependente da electricidade e uma boa parte desta energia é obtida através da queima de combustíveis fósseis; isto levanta dois problemas, primeiro, os combustíveis fósseis estão a escassear, segundo, existe alguma urgência em reduzir a emissão de gases que contribuem para o aumento do efeito de estufa. A produção de electricidade recorrendo a fontes de energia renovável é uma opção a ter em conta, pelo que o aproveitamento da energia das ondas poderá no futuro ser uma alternativa viável. O objectivo final desta dissertação é simular um dispositivo de aproveitamento da energia das ondas do tipo coluna de água oscilante (DAEO-CAO) que pode ser colocado afastado da costa, utilizando o código numérico OpenFOAM (OF) [27]. Porém, os métodos numéricos só têm utilidade se os seus resultados forem satisfatórios, isto é, estarem minimamente de acordo com a realidade. Para garantir que a ferramenta não tem problemas, é necessário em primeiro lugar efectuar uma verificação e validação do código numérico; neste processo simulam-se problemas para os quais existem soluções de referência (podem ser numéricas ou experimentais) e no fim é avaliado o erro das simulações efectuadas

1.2. Aproveitamento da energia das ondas

Nem todos os locais do globo têm potencial para fazer o aproveitamento da energia das ondas. Segundo Cruz e Sarmiento [12], para a exploração da energia das ondas ser economicamente viável, o fluxo de energia médio anual por metro de frente de onda tem de ser superior a 15 kW/m. As zonas mais favoráveis para se fazer o aproveitamento deste recurso, situam-se entre as latitudes de 30° a 60°, como se verifica na Figura 1.1. Portugal é um país privilegiado para explorar este recurso por algumas razões; em primeiro lugar, existe ao largo da costa ocidental de Portugal continental entre 250 a 350 km de extensão que podem ser explorados para converter a energia das ondas em electricidade, pois não estão incluídos no estatuto de zonas reservadas para outros fins [12]; em segundo, o fluxo de energia médio anual transportado em cada metro de frente de onda em Portugal é de 30 kW/m para profundidades de 50 m e é de 45 kW/m em alto mar, o que é superior aos 15 kW/m necessários para que o investimento seja economicamente viável [12]; por último, a batimetria de Portugal continental mostra que as profundidades superiores a 50 m são atingidas para distâncias à costa relativamente pequenas, entre 5 e os 10 km em algumas zonas [4]. Embora exista um grande potencial para exploração em Portugal, é preciso ser-se realista e perceber que a variabilidade das condições do mar não permite que a energia das ondas seja uma fonte primária de energia para o país.

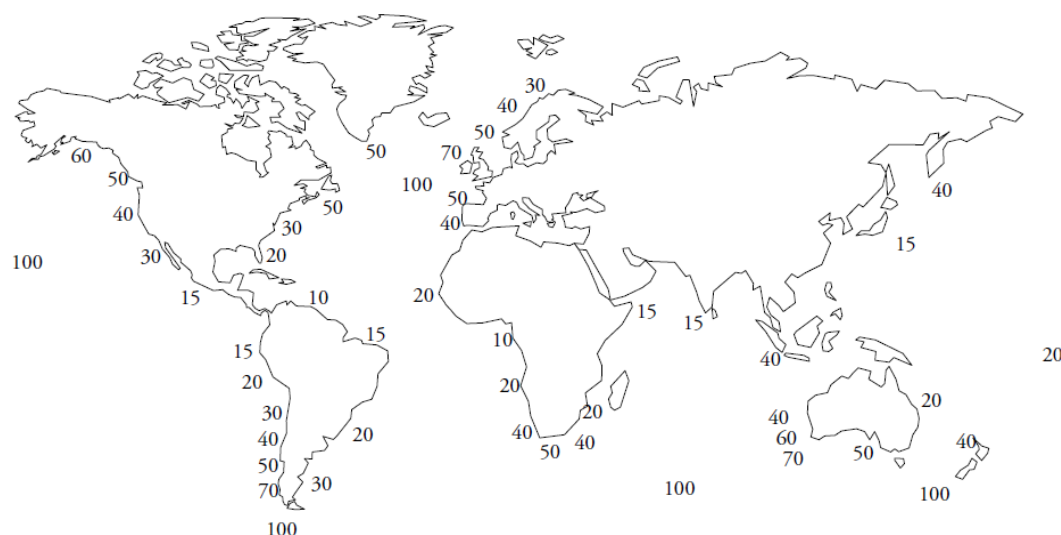
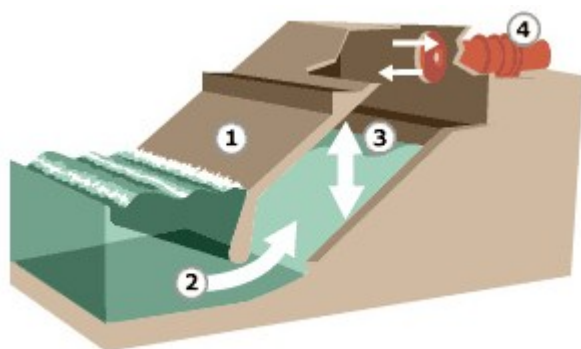


Figura 1.1 – Distribuição do fluxo de energia médio anual por metro de frente de onda, em kW/m [34].

Ainda não existe uma tecnologia definida no que toca ao aproveitamento da energia das ondas, pelo que existem alguns protótipos em estudo. Um desses protótipos é o DAEO-CAO, que utiliza uma câmara pneumática parcialmente submersa e uma turbina acoplada a um gerador eléctrico, para converter parte da energia das ondas em electricidade. A energia das ondas é primeiro convertida em energia pneumática; em seguida o fluxo de ar que abandona/entra na câmara pneumática faz rodar uma turbina, transformando a energia pneumática em energia cinética; por último, com a turbina acoplada ao gerador eléctrico, a energia cinética é transformada em energia eléctrica. Na Figura 1.2 encontra-se um esquema de um DAEO-CAO construído na costa.



1. Parede da câmara pneumática;
2. Abertura para a entrada e saída de água da câmara pneumática;
3. Coluna de água oscilante dentro da câmara pneumática;
4. Turbina do tipo Wells.

Figura 1.2 – Esquema de um DAEO-CAO (adaptado [1]).

As ondas ao interagirem com o DAEO-CAO dão origem a uma oscilação da superfície livre dentro da câmara pneumática. O ar abandona a câmara quando a coluna de água sobe e vice-versa. Uma característica destes dispositivos é o uso de turbinas unidireccionais, isto é, turbinas que rodam apenas num sentido, independentemente do sentido do fluxo de ar. Costumam ser utilizadas turbinas Wells que possuem pás de perfis simétricos; porém, estas turbinas são bastante ruidosas, pois atingem velocidades de rotação muito elevadas; além disso, têm uma eficiência muito baixa, pois as pás de perfis simétricos entram em perda aerodinâmica para elevadas velocidades de rotação [11].

A grande barreira que torna o aproveitamento desta energia tão problemático é o carácter aleatório da natureza, isto é, a frequência, a amplitude e a direcção das ondas, variam ao longo do tempo. A questão da direcção pode ser resolvida utilizando sistemas de aproveitamento da energia das ondas pontuais, mas as outras duas são críticas. Estes dispositivos têm de funcionar a uma frequência constante, caso contrário a energia eléctrica à saída não tem os 220 V de tensão e os 50 Hz de frequência da rede nacional. Existem alguns projectos de dispositivos de coluna de água oscilante que utilizam múltiplas câmaras de ressonância com diferentes dimensões [24], permitindo o dispositivo operar num maior leque de frequências. Os avanços no ramo da electrónica para rectificar a tensão de saída com equipamento mais barato, ajudarão certamente a decidir o futuro deste tipo de dispositivos.

1.3. Resumo do trabalho

O objectivo deste trabalho foi simular um modelo simplificado de um DAEO-CAO *offshore* utilizando o *software* OpenFOAM. As simulações efectuadas encontram-se divididas em três grupos: aerodinâmica, hidrodinâmica e geração de ondas. O grupo dedicado ao estudo de problemas de aerodinâmica teve como objectivo verificar o comportamento do OpenFOAM em escoamentos monofásicos, incompressíveis, estacionários e não-estacionários; o interesse deste estudo reside no facto de existir um escoamento de ar no interior da câmara pneumática do DAEO-CAO; dito isto, é pertinente efectuar simulações de problemas de aerodinâmica de referência. O grupo de hidrodinâmica tem como objectivo validar o *software* OF em escoamentos bifásicos utilizando os resultados de casos de referência para comparação; visto que o DAEO-CAO opera num escoamento bifásico, estas simulações tornaram-se indispensáveis para perceber e avaliar o comportamento do OF neste tipo de escoamentos. Por fim o grupo de geração de ondas, onde foram testados dois métodos diferentes para gerar ondas num canal numérico, visto que se pretendeu simular um dispositivo de aproveitamento de energia das ondas. Em seguida, enunciam-se os assuntos tratados em cada capítulo.

No Capítulo 2, fez-se a exposição do mecanismo que está na origem da formação de ondas; em seguida são enunciados os pressupostos da teoria linear das ondas, que foi o modelo matemático escolhido para gerar ondas nas simulações numéricas. Também se enunciam as equações que descrevem o movimento dos fluidos (Navier-Stokes) e o modelo utilizado para definir a posição da superfície livre (*Volume of Fluid*). Para terminar, é explicado o funcionamento dos diferentes módulos numéricos do OpenFOAM utilizados neste trabalho, que foram: o *simpleFoam*, o *icoFoam*, o *interFoam* e o *waves2Foam*.

No Capítulo 3 são efectuadas duas simulações para validar o OpenFOAM na resolução de problemas de aerodinâmica. Primeiro é testado o caso de um escoamento no interior de uma cavidade em regime estacionário, utilizando o código *simpleFoam*; é feito um estudo do erro iterativo e do erro de discretização e a solução final é comparada com dados numéricos obtidos por vários autores. Em seguida analisa-se um escoamento não estacionário em torno de uma placa perpendicular ao escoamento, para validar o código *icoFoam*; neste estudo testam-se diferentes malhas e esquemas

de discretização da derivada temporal e analisam-se as diferenças nos resultados; a solução é comparada com dados numéricos e experimentais obtidos por outros autores.

No Capítulo 4 é testado o código interFoam na resolução de escoamentos com superfície livre. É analisado primeiramente o fenómeno de instabilidade de Rayleigh-Taylor; trata-se de um tipo de escoamento que ocorre na interface de dois fluidos com densidades diferentes mas muito próximas; esta interface torna-se instável quando sujeita a uma aceleração, por exemplo da gravidade, dirigida do fluido mais denso para o menos denso. Em seguida, é estudado o caso do colapso de uma coluna de água no interior de uma cuba, com e sem obstáculo. Para finalizar o capítulo é simulado o colapso de um reservatório de água num canal bidimensional cujo fundo possui um obstáculo trapezoidal; a presença deste obstáculo vai criar uma onda de reflexão que se propaga na direcção oposta à do escoamento. Os casos foram comparados com dados numéricos e experimentais de vários autores.

O potencial do OpenFOAM para gerar ondas é estudado no Capítulo 5; primeiro é testada a ferramenta waves2Foam para gerar ondas regulares em condições de profundidade infinita, num canal bidimensional de fundo horizontal sem obstáculo. Em seguida simulou-se a difracção de ondas provocada por um cilindro horizontal; a solução é comparada com resultados numéricos e experimentais, realizados em condições idênticas. Para terminar o trabalho, é simulado um escoamento em que as ondas geradas incidem num cilindro vertical oco, que representa simplificadaamente um DAEO-CAO. A simulação é levada a cabo em condições de águas profundas e intermédias usando diferentes frequências de ondas incidentes; é adicionada posteriormente uma perda de carga no topo do DAEO-CAO para simular a presença de uma turbina do tipo Wells. A simulação é validada com dados experimentais e numéricos.

No Capítulo 6 são apresentadas as conclusões deste trabalho e algumas notas para trabalhos futuros.

Capítulo 2

Modelação matemática e código OpenFOAM

Neste capítulo é explicado o mecanismo de formação das ondas. Em seguida são enunciados os modelos matemáticos que permitem descrever o movimento do fluido e a técnica numérica para simular a superfície livre. Posteriormente é apresentado o código do OpenFOAM (OF) bem como as bibliotecas utilizadas nas simulações levadas a cabo neste trabalho.

2.1. Formação das ondas

A energia das ondas é uma das quatro principais formas de energia presente nos oceanos e mares e o Sol é o grande responsável pela sua existência; as outras formas de energia são: a energia das marés, a energia das correntes marítimas e a energia devido à variação da temperatura com a profundidade. A Terra é aquecida não uniformemente formando-se gradientes térmicos que originam deslocamentos de massas de ar; a interacção continuada do vento com a superfície livre da água causa perturbações, que se amplificam, dando origem às ondas, como se representa na Figura 2.1. A formação deste tipo de ondas ocorre junto a zonas costeiras e propagam-se sem perdas significativas de energia; a onda acaba eventualmente por perder energia à medida que se aproxima da costa, devido à sua interacção com o fundo do mar [12].

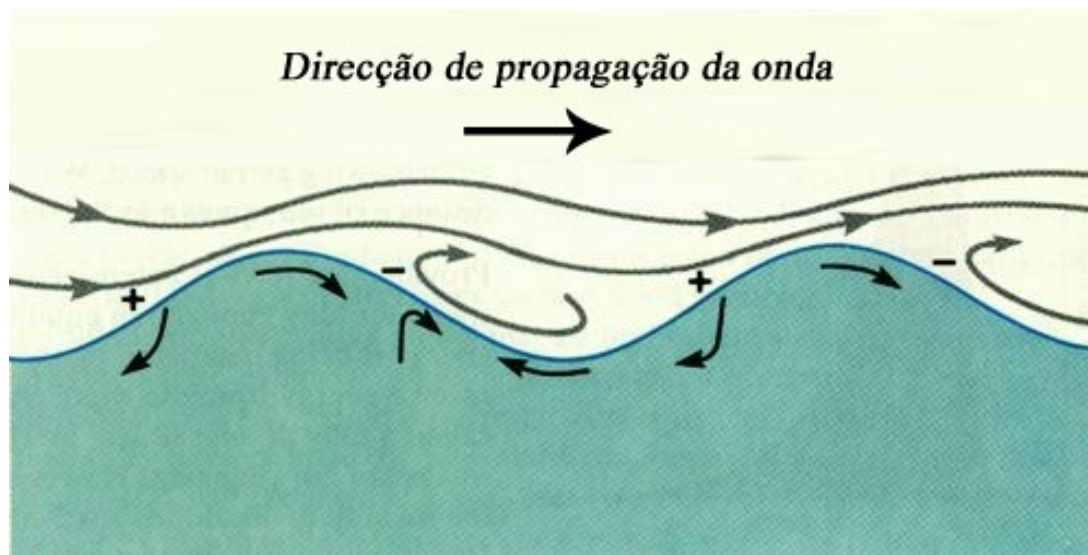


Figura 2.1 – Formação de ondas devido à acção continuada do vento (adaptado [3]).

As ondas possuem energia potencial e energia cinética. A energia potencial existe devido ao deslocamento das partículas de água para uma cota superior, estando sujeitas à aceleração da gravidade. A energia cinética existe pois as partículas de água possuem trajetórias orbitais.

Em águas profundas, isto é, quando a profundidade, D , é superior a metade do comprimento de onda, $D > 0,5\lambda$, as partículas possuem uma trajetória circular. As componentes da velocidade

possuem um decaimento exponencial à medida que a profundidade aumenta. Por esta razão, cerca de 80% da energia total encontra-se concentrada em $0,25\lambda$ abaixo da superfície livre média da água. Em águas pouco profundas as partículas passam a ter uma trajectória elíptica devido ao efeito do fundo do oceano, que comprime as órbitas. O facto de as partículas das ondas descreverem trajectórias orbitais, significa que não existe deslocação de massas; porém, este fenómeno ocorre em condições de rebentamento da onda, como acontece nas praias. Os parâmetros que caracterizam a onda estão indicados na Tabela 2.1. A crista e a cava da onda são respectivamente o ponto da amplitude máxima e mínima da onda, como indica a Figura 2.2.

Tabela 2.1 – Parâmetros que caracterizam a onda

Parâmetros	Símbolos
Altura de onda	h
Amplitude de onda	A
Comprimento de onda	λ
Período	T
Profundidade	D
Celeridade	C

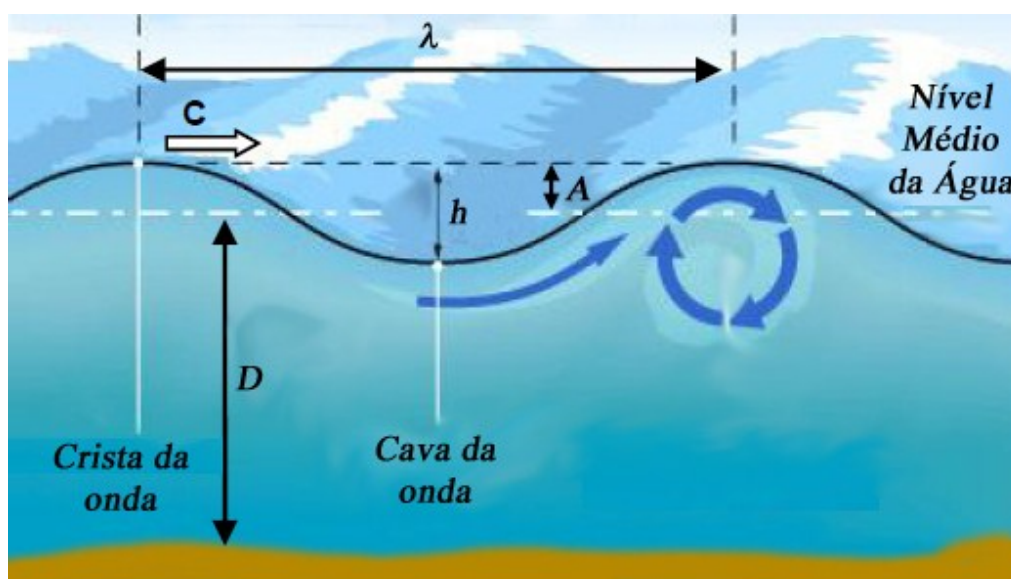


Figura 2.2 – Representação dos parâmetros que caracterizam a onda (adaptado [22]).

2.2. Teoria linear das ondas

Para descrever matematicamente o comportamento das ondas geradas pelo mecanismo anteriormente referido é necessário fazer algumas simplificações. Existe uma série de parâmetros, fruto dessas simplificações, que permitem escolher qual a teoria que mais se adapta às condições da simulação.

A teoria linear das ondas, ou ondas de Airy, é a teoria mais simples para modelar a propagação de ondas e tem a grande vantagem de conseguir replicar com algum rigor a maioria dos problemas

presentes em engenharia. Consideram-se as seguintes aproximações nesta teoria [36]:

- a) O fluido é homogéneo e incompressível, pelo que a massa volúmica é constante;
- b) A tensão superficial é desprezável;
- c) O efeito de Coriolis devido à rotação da Terra também é desprezado;
- d) A pressão na superfície livre é uniforme e constante;
- e) O fluido é invíscido;
- f) O escoamento é irrotacional (as forças de corte são desprezáveis);
- g) O fundo é uma fronteira horizontal, fixa e impermeável;
- h) A amplitude de onda é pequena e a forma da onda é invariante no tempo e no espaço.

Esta teoria dá resultados muito satisfatórios nas condições de águas profundas (ou profundidade infinita), isto é, $D/\lambda > 0,5$. Nestas condições a velocidade de propagação da onda é definida por:

$$C = \frac{\lambda}{T} = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}} \quad (2.1)$$

em que, $k = 2\pi/\lambda$ é o número de onda; $\omega = 2\pi/T$ é a frequência angular; g é a aceleração da gravidade. Dito isto, para um dado período T , o comprimento de onda λ é dado por:

$$\lambda = \frac{gT^2}{2\pi} \quad (2.2)$$

A equação que descreve a forma da superfície livre ao longo do espaço e do tempo é:

$$\eta(x, t) = \frac{h}{2} \cos(kx - \omega t) \quad (2.3)$$

A componente horizontal da velocidade é dada por:

$$u_x = \omega a e^{kz} \cos(kx - \omega t) \quad (2.4)$$

A componente vertical da velocidade é definida por:

$$u_z = \omega a e^{kz} \sin(kz - \omega t) \quad (2.5)$$

As simulações foram efectuadas na sua maioria em condições de profundidade infinita. Realizaram-se, no entanto, quatro simulações nas condições de profundidade intermédia. Nestas circunstâncias, a relação entre o comprimento de onda e o período é dada por:

$$\lambda = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi D}{\lambda}\right) \quad (2.6)$$

Esta equação não pode ser resolvida explicitamente para um dado período, visto que a incógnita aparece em ambos os lados da equação; existem relações aproximadas que permitem obter o comprimento de onda, sem utilizar cálculo iterativo. Neste trabalho o cálculo do comprimento de onda foi feito com recurso a uma rotina em linha (*online*) desenvolvida pela Universidade de Delaware [37], em que os cálculos são baseados na relação de dispersão para ondas lineares progressivas. As

equações 2.3, 2.4 e 2.5 são utilizadas na imposição das condições de fronteira nos problemas de geração de ondas do Capítulo 5.

2.3. Modelação matemática e numérica

As equações de Navier-Stokes são muito utilizadas para descrever matematicamente o escoamento de fluidos. Este conjunto de equações permite definir os campos de pressão e de velocidades num dado escoamento. A conservação da massa é definida pela equação de continuidade:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V) = 0 \quad (2.7)$$

em que ρ é a densidade do fluido e V é o vector velocidade. Para fluido incompressível a equação assume a seguinte forma:

$$\nabla \cdot V = 0 \quad (2.8)$$

A equação da conservação do momento para fluido incompressível é definida por:

$$\rho \frac{\partial V}{\partial t} + \rho (V \cdot \nabla) V = -\nabla p + \mu \nabla^2 V + S_i \quad (2.9)$$

S_i é o termo fonte que engloba todas as forças aplicadas no volume de controlo; ∇p é o termo da pressão e não inclui a pressão hidrostática; $\mu \nabla^2 V$ é o termo da viscosidade. O carácter aleatório de escoamentos turbulentos é descrito matematicamente pelas equações de Reynolds. Este conjunto de equações contempla também a energia que é dissipada por efeito viscoso nos vórtices que se formam no escoamento turbulento. As tensões de Reynolds obtêm-se decompondo o valor instantâneo da velocidade em valor médio mais a sua flutuação em torno desse valor, seguida da aplicação da média às equações de Navier-Stokes, resultando as equações de Reynolds, ou equações RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*):

$$\rho \frac{\partial \bar{V}}{\partial t} + \rho (\bar{V} \cdot \nabla) \bar{V} = -\nabla \bar{p} + \mu \nabla^2 \bar{V} + \bar{S}_i + \tau_T \quad (2.10)$$

τ_T é o termo do tensor de Reynolds, devido às flutuações do campo de velocidade. A resolução das equações RANS torna as simulações muito pesadas, por isso recorrem-se aos modelos de turbulência para modelar este fenómeno. O modelo de turbulência mais correntemente utilizado é o modelo $k-\varepsilon$.

O método de determinação da superfície livre utilizado no OpenFOAM é o método VoF (*Volume of Fluid*). Este método utiliza uma equação de transporte para determinar a fracção da fase de fluido, α , presente em cada elemento de volume [31]:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha V) + \nabla \cdot [\alpha (1 - \alpha) V_r] = 0 \quad (2.11)$$

O termo $\nabla \cdot [V_r \alpha (1 - \alpha)]$ da equação anterior é um termo de compressão e tem como objectivo

diminuir o efeito de difusão da superfície livre; V_r é a velocidade relativa. As propriedades físicas são calculadas com médias ponderadas com base nesta fracção:

$$\Phi = \alpha \Phi_{\text{água}} + (1 - \alpha) \Phi_{\text{ar}} \quad (2.12)$$

em que Φ é uma propriedade do fluido (e.g. massa volúmica, ρ , ou viscosidade dinâmica, μ). A fracção de volume pode assumir qualquer valor entre 0 e 1, isto significa que a interface que separa os dois fluidos não fica exactamente definida por uma linha, mas sim por uma gama de valores que definem uma região onde essa linha deveria existir.

2.4. Plataforma OpenFOAM

O OpenFOAM é um programa de simulação de dinâmica dos fluidos que existe para os sistemas operativos derivados do Linux, como o Ubuntu; no entanto, também é possível trabalhar com este programa no ambiente Windows, utilizando uma máquina virtual com o sistema operativo Ubuntu instalado. O código do OF é aberto, pelo que pode ser acedido e modificado, desde que em caso de publicação se referencie os autores do código base. O OF é grátis, ao contrário da maioria dos programas de mecânica dos fluidos computacional (MFC). Em contrapartida é necessário que o utilizador disponha de tempo, pois grande parte do processo de aprendizagem do OF consiste em procurar informação que se encontra espalhada pela internet; no entanto, existem cursos de formação, não gratuitos, que são recomendados para aqueles que necessitam de aprender a trabalhar com o *software* OF a curto prazo. O objectivo deste projecto é evoluir o programa a custo zero, mantendo a filosofia do código aberto [27]. As simulações mencionadas neste trabalho foram realizadas com o OpenFOAM 1.7.1 instalado no sistema operativo Ubuntu 10.04 LTS.

2.4.1. Funcionamento do OpenFOAM

Ao contrário da maioria dos códigos numéricos comerciais, o OF não possui interface gráfico na fase do pré-processamento; as condições iniciais são definidas por um conjunto de ficheiros de texto que se encontram dentro das várias pastas que constituem o caso que se pretende estudar. A simulação é iniciada pela linha de comandos.

As malhas podem ser criadas utilizando a ferramenta blockMesh que vem com o OF, mas como esta não possui interface gráfico, pelo que só é recomendada para gerar malhas simples. Para a criar malhas complexas podem ser utilizados outros programas, preferencialmente com interface gráfico (e.g. GAMBIT), onde a malha gerada é posteriormente convertida para o OF.

O pós-processamento pode ser feito utilizando a linha de comandos do terminal, ou em ambiente gráfico, utilizando o Paraview, ou até mesmo durante a simulação utilizando para isso um código especial no pré-processamento. O Paraview é um programa que permite visualizar a solução da simulação e exportar os resultados, sejam eles imagens, ou ficheiros com informação de um conjunto de variáveis.

O OpenFOAM pode realizar cálculos em paralelo, isto é, decompõe o domínio de cálculo do caso pelo número de processadores disponíveis na máquina e resolve-os em simultâneo. Também é

possível correr em paralelo num *cluster*, ou, por dois ou mais computadores ligados numa rede (desde que esta seja suficientemente rápida, caso contrário não compensa). Como o OF é gratuito, torna-se vantajoso utilizar um *cluster*, visto que não existe um custo acrescido na aquisição de licenças extra, como acontece na maioria dos códigos comerciais.

2.4.2. Códigos numéricos e bibliotecas

Em seguida são apresentados os códigos numéricos e as bibliotecas utilizadas nas simulações. Uma biblioteca é uma colecção de subprogramas, que permite a alteração do código e dos dados de forma modular. A biblioteca não resolve as equações, apenas fornece um conjunto de directrizes que não são dados no código numérico original.

2.4.2.1. simpleFoam solver

O *simpleFoam solver* permite resolver escoamentos estacionários, incompressíveis, isotérmicos, laminares ou turbulentos (modelo de turbulência $k-\epsilon$, por exemplo) utilizando o método dos volumes finitos [32]. Este código resolve as equações de Navier-Stokes com o termo da densidade e da viscosidade constantes e faz o acoplamento da velocidade com a pressão através do algoritmo SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*) [40]. O critério de convergência é satisfeito quando o resíduo da pressão atinge o valor definido pelo utilizador. É possível modificar este *solver* para que possa resolver escoamentos não isotérmicos, adicionando-lhe a equação da energia. Validou-se o *simpleFoam* com o caso de referência do escoamento no interior de uma cavidade, que se encontra no Capítulo 3.

2.4.2.2. icoFoam solver

O *solver icoFoam* resolve as equações de Navier-Stokes para regime não estacionário, incompressível e laminar e o seu acoplamento é feito com o algoritmo PISO (*Pressure Implicit with Split Operator*) [32]; a discretização é feita utilizando o método dos volumes finitos. A não-ortogonalidade da malha pode ser tida em conta, através de sucessivas iterações não-ortogonais, em que os correctores do algoritmo PISO e da não-ortogonalidade são definidos pelo utilizador [38]. A equação da energia pode ser adicionada ao *icoFoam* para resolver escoamentos não isotérmicos. O passo de tempo entre cada iteração é definido pelo utilizador, mas também é possível modificar o código para que o passo de tempo seja controlado em função do número de Courant máximo. Este *solver* foi validado com o caso do escoamento no interior da cavidade e com o escoamento perpendicular a uma placa plana, presentes no Capítulo 3.

2.4.2.3. interFoam solver

O *interFoam* permite resolver escoamentos bifásicos que se encontrem separados por uma superfície livre. O algoritmo é baseado no método VoF, em que é utilizada uma equação de transporte para determinar a fracção da fase de fluido, α , presente em cada elemento de volume [31]. As propriedades físicas são calculadas com médias ponderadas com base nesta fracção que pode tomar qualquer valor entre 0 e 1; isto significa que a interface que separa os dois fluidos não fica exactamente

definida por uma linha, mas sim por uma gama de valores que definem uma região onde essa linha deveria existir [31]. Este solver utiliza o método limitador multidimensional universal para solução explícita (*Multidimensional Universal Limiter for Explicit Solution*, MULES), criado pelo OpenCFD, para manter os limites da fracção de fase independentes do esquema numérico subjacente, estrutura da malha, etc... Por isto, a escolha do esquema de discretização para os termos convectivos não se encontra restrito àqueles que são extremamente estáveis ou limitados [31].

O interFoam resolve as equações RANS para dois fluidos incompressíveis, imiscíveis e isotérmicos, juntamente com a equação de transporte da fracção de fase [26]. Na versão 1.7.1 do OpenFOAM é utilizado o algoritmo PISO para fazer o acoplamento das equações. Também é possível adicionar a equação da energia para a solução contemplar o efeito da temperatura no escoamento.

Este *solver* foi utilizado para validar o caso da instabilidade de Rayleigh-Taylor, do colapso da coluna de água e do colapso do reservatório de água, presentes no Capítulo 4.

2.4.2.4. waves2Foam toolbox

A ferramenta waves2Foam tem como base o código interFoam, mas inclui algumas bibliotecas que permitem gerar e dissipar ondas. É utilizada uma técnica de relaxação nas zonas onde se pretende gerar e/ou dissipar a onda, para que as ondas reflectidas pelas paredes do domínio, ou reflectidas por efeito numérico, não perturbem a fronteira de geração da onda; a reflexão de ondas contamina os resultados, o que pode levar à divergência da solução, devido à elevação da superfície livre da onda reflectida não corresponder à elevação que está a ser gerada no batedor [26]. A ferramenta não possui todas as teorias das ondas existentes, no entanto podem ser adicionadas as teorias em falta, desde que as expressões algébricas estejam disponíveis no código [39].

Com esta ferramenta vem uma biblioteca que permite criar sondas de superfície livre. As sondas podem ser incluídas no código para tirar valores da posição da superfície livre em vários pontos diferentes do domínio, ao longo do tempo. Estas sondas de superfície livre recorrem ao método de integração da fracção de volume ao longo de uma linha vertical para calcular a posição da superfície livre. Esta ferramenta foi utilizada no Capítulo 5.

2.4.2.5. swak4Foam

O swak4Foam (*swiss army knife for foam*) possui um conjunto de bibliotecas e utilidades criadas por utilizadores do OpenFOAM. Neste trabalho foi utilizada a biblioteca groovyBC e a ferramenta funkySetFields, que são explicadas em seguida.

A biblioteca groovyBC permite definir condições de fronteira por meio de equações arbitrárias. Esta biblioteca foi utilizada para gerar ondas no caso do canal com o cilindro horizontal submerso e para introduzir uma perda de carga na simulação do DAEO-CAO, no Capítulo 5.

A ferramenta funkySetFields permite definir a forma da superfície livre no instante inicial através de equações. Esta utilidade foi utilizada para gerar a forma sinusoidal da superfície livre no caso da instabilidade de Rayleigh-Taylor, presente no Capítulo 4.

2.4.3. Esquemas numéricos e algoritmos de resolução

Neste subcapítulo apresentam-se os esquemas de discretização e de interpolação do OpenFOAM que foram utilizados nas simulações que são apresentadas nos Capítulos 3, 4 e 5. A lista completa dos esquemas numéricos encontra-se no manual de utilizador [32]

Os esquemas de discretização numéricos transformam as equações diferenciais do domínio contínuo num sistema de equações algébricas. Os esquemas de interpolação permitem determinar o conjunto de pontos desconhecidos que se encontram no alcance dos pontos discretos conhecidos.

Na Tabela 2.2 encontram-se os esquemas de discretização e interpolação que foram utilizados nas simulações numéricas, para os diferentes termos matemáticos. A derivada temporal apresenta vários esquemas de discretização. Para o gradiente, o divergente e o laplaciano, apenas se encontra disponível o esquema de discretização Gauss. Para os termos laplacianos, $\nabla \cdot (\mu \nabla U)$, também é necessário escolher o esquema para discretizar o gradiente normal à superfície (∇U).

Tabela 2.2 – Esquemas numéricos do OpenFOAM utilizados nas simulações.

Derivada temporal, $\partial/\partial t$		
Discretização	Descrição do esquema	
backward	Segunda ordem, implícito	
CrankNicholson β	Segunda ordem, limitado implícito	
Euler	Primeira ordem, limitado, implícito	
Gradiente (termo difusivo), ∇		
Discretização	Interpolação	Descrição do esquema
Gauss	linear	Segunda ordem, integração Gaussiana com interpolação linear
Divergente (termo convectivo), $\nabla \cdot$		
Discretização	Interpolação	Descrição do esquema
Gauss	limitedLinearV 1	Primeira/segunda ordem, limitado
Gauss	linear	Segunda ordem, não limitado
Gauss	MUSCL	Primeira/segunda ordem, limitado
Gauss	QUICK	Primeira/segunda ordem, limitado
Gauss	upwind	Primeira ordem, limitado
Gauss	vanLeer	Primeira/segunda ordem, limitado
Laplaciano, ∇^2		
Discretização	Interpolação	Descrição do esquema
Gauss	linear	Primeira ordem, limitado
Gradiente normal à superfície, ∇U		
corrected	linear	Não limitado, segunda ordem, conservativo

Após a escolha dos esquemas numéricos é necessário definir os métodos e algoritmos que permitem resolver o sistema de equações algébricas. Os algoritmos são processos iterativos que avaliam a

solução inicial, corrigindo-a até o resíduo atingir a precisão desejada. Nesta versão do OpenFOAM existem dois algoritmos que fazem o acoplamento das equações da pressão e da velocidade: o algoritmo SIMPLE para escoamentos em regime estacionário e o algoritmo PISO para escoamentos em regime transitório. São os *linear-solvers* [32] que permitem resolver cada uma das equações discretizadas (e.g. velocidade e pressão). Na apresentação das características dos *linear-solvers* utilizados nas simulações deste trabalho. No caso do *smoothSolver* é necessário escolher o *smoother*. Também se utilizaram pré-condicionadores, que levam a uma propagação mais rápida da informação pelo domínio computacional, fazendo com que a solução convirja mais depressa. Na apresentação dos pré-condicionadores utilizados.

Tabela 2.3 – *Linear-solvers*, *smoother* e pré-condicionadores utilizados nas simulações.

<i>Linear-solver</i>	Características
PCG (<i>Preconditioned Conjugate Gradient</i>)	Resolve matrizes simétricas
PBiCG (<i>Preconditioned Bi-Conjugate Gradient</i>)	Resolve matrizes assimétricas
GAMG (<i>Generalised geometric-Algebraic Multi-Grid</i>)	Resolve matrizes assimétricas
<i>smoothSolver</i>	Depende do <i>smoother</i> escolhido
<i>Smoother</i>	Características
DIC (<i>Diagonal Incomplete-Cholesky</i>)	Resolve matrizes simétricas
<i>Pré-condicionador</i>	Características
DIC (<i>Diagonal Incomplete-Cholesky</i>)	Resolve matrizes simétricas
DILU (<i>Diagonal incomplete-LU</i>)	Resolve matrizes assimétricas

Capítulo 3

Validação do OpenFOAM em problemas de aerodinâmica

Neste capítulo é feita a validação de dois códigos utilizados na resolução de problemas de aerodinâmica. O código simpleFoam é validado com a simulação do caso de referência do escoamento bidimensional, incompressível, isotérmico e estacionário no interior de uma cavidade. São calculados o erro iterativo e de convergência e comparados com os resultados obtidos no código comercial FLUENT [19] e no código numérico FullCReM [13], à semelhança do que foi feito por Eça *et al.* [16].

O código icoFoam é verificado com a simulação do caso de referência do escoamento bidimensional, incompressível, isotérmico e transitório, do escoamento em torno de uma placa plana perpendicular ao escoamento. A solução é comparada com os resultados numéricos (Tonnessen *et al.* [35] e Conde *et al.* [7]) e experimentais (Fage e Johansen [35]).

3.1. Escoamento no interior de uma cavidade

O problema da cavidade é muito utilizado na validação de códigos numéricos que utilizem as equações de Navier-Stokes para escoamentos incompressíveis e bidimensionais; a simplicidade com que se constrói este problema e ao mesmo tempo o grau de complexidade da sua solução, são algumas das razões que tornam este caso uma excelente referência para comparação de resultados.

3.1.1. Geometria do escoamento, condições de fronteira e iniciais.

O problema consiste numa cavidade quadrangular aberta no topo, com um comprimento de lado, $L = 1$ m; o referencial cartesiano tem origem no canto inferior esquerdo da cavidade, como é ilustrado na Figura 3.1. A velocidade do escoamento não perturbado no topo da cavidade é $U_{\infty} = 1$ m/s e tem apenas componente horizontal. Existem alguns estudos que mostram um carácter periódico na solução para números de Reynolds, $Re = \rho U_{\infty} L / \mu$, superiores a 7500; outros estudos mostram que se pode atingir um estado estacionário desde que a malha seja suficientemente refinada [17]. O número de Reynolds utilizado é 1000, pelo que o escoamento é laminar e estacionário.

Definiram-se as seguintes condições de fronteira: no topo do domínio as componentes horizontal e vertical da velocidade assumem, respectivamente, os valores $u_x = 1$ m/s e $u_y = 0$ m/s; nas restantes fronteiras do domínio assumiu-se a condição de aderência para a velocidade. Em todas as paredes do domínio considerou-se a condição de gradiente nulo de pressão. Em todos os casos, foi considerada como valor de referência a pressão no centro geométrico da cavidade. O campo de velocidade e de pressão no interior da cavidade é nulo no início da simulação.

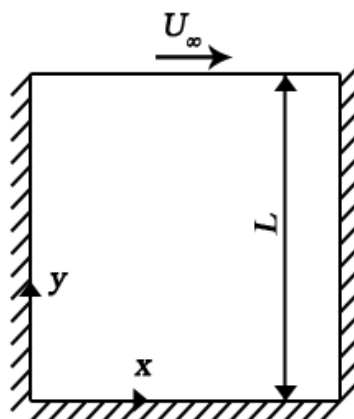
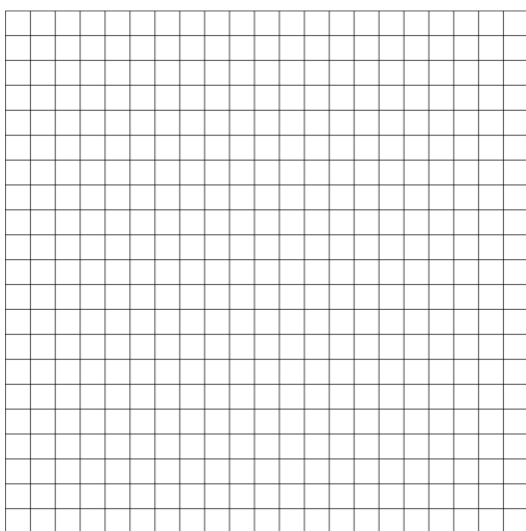


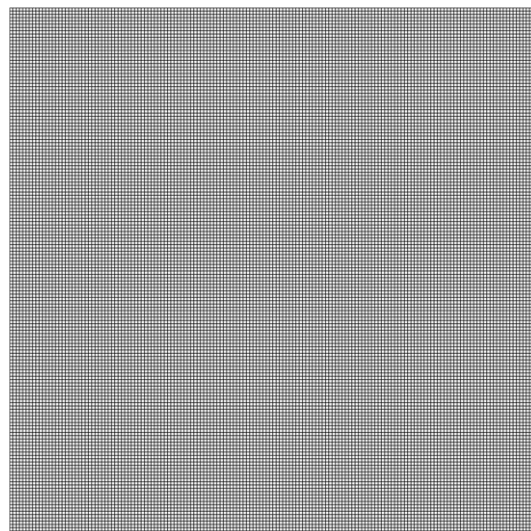
Figura 3.1 – Geometria do escoamento no interior de uma cavidade.

3.1.2. Malhas utilizadas, patamares de convergência e esquemas numéricos

Foram utilizadas oito malhas para estudar o erro de discretização, todas elas ortogonais, sendo que a malha mais grosseira possui 21x21 volumes de controlo (VC) e a mais fina 161x161 VC, como está representado na Figura 3.2; ao escolher um número ímpar de volumes de controlo, garante-se que no centro geométrico da cavidade existe uma célula cujo centro coincide com o centróide da cavidade; o objectivo é simplificar o tratamento de dados.



a)



b)

Figura 3.2 – Malhas ortogonais do caso da cavidade: a) malha com 21x21 VC; b) malha com 161x161 VC.

Para estudar o erro iterativo, escolheram-se cinco patamares de precisão, sendo que o último corresponde à precisão da máquina. Na Tabela 3.1 encontra-se um resumo do refinamento das malhas e das precisões testadas para cada simulação; foram efectuadas um total de quarenta simulações com o código simpleFoam. Também foi testado o código icoFoam com a malha C7, mas dada a natureza transitória do código, considerou-se que a simulação atingiu o regime permanente após trinta e cinco segundos.

Tabela 3.1 - Malhas e precisões testadas.

Malhas	Número de VC	Precisões testadas				
C0	21x21	10^{-3}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-9}	Precisão da Máquina (10^{-20})
C1	41x41	10^{-3}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-9}	Precisão da Máquina (10^{-20})
C2	61x61	10^{-3}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-9}	Precisão da Máquina (10^{-20})
C3	81x81	10^{-3}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-9}	Precisão da Máquina (10^{-20})
C4	101x101	10^{-3}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-9}	Precisão da Máquina (10^{-20})
C5	121x121	10^{-3}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-9}	Precisão da Máquina (10^{-20})
C6	141x141	10^{-3}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-9}	Precisão da Máquina (10^{-20})
C7	161x161	10^{-3}	10^{-5}	10^{-7}	10^{-9}	Precisão da Máquina (10^{-20})

Nos casos corridos com o simpleFoam, utilizou-se o esquema Gauss com interpolação linear em todos os termos difusivos. No termo convectivo utilizou-se o esquema de discretização Gauss, em que o fluxo foi interpolado com o esquema upwind e a velocidade interpolada com esquema linear. Os laplacianos foram discretizados e interpolados com o esquema Gauss linear corrected. A equação da pressão foi resolvida com o GAMG *linear-solver* (*Generalised geometric-Algebraic Multi-Grid*) e a da velocidade com o smoothSolver. O acoplamento das duas equações é feito com o algoritmo SIMPLE e a paragem da simulação ocorre quando o resíduo das duas equações é inferior à precisão escolhida. Nos casos em que é testada a precisão da máquina, os resíduos não atingem a precisão 10^{-20} e como tal, foi utilizado como critério de paragem o número de iterações; este número foi escolhido após se formar um patamar na curva dos resíduos em função do número de iterações.

No caso corrido com o icoFoam utilizou-se para a derivada temporal o esquema CrankNicholson, que é um esquema de segunda ordem, limitado e implícito. Para os termos difusivos e laplacianos, utilizou-se o esquema Gauss com interpolação linear. No termo convectivo utilizou-se o esquema de discretização Gauss e a interpolação foi feita com o esquema QUICK (*Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinetics*). A equação da pressão foi resolvida com o *linear-solver* PCG (*Preconditioned Conjugate Gradient*) e a equação da velocidade com PBiCG (*Preconditioned Bi-Conjugate Gradient*). O acoplamento das equações foi feito com o algoritmo PISO, com duas passagens. Os coeficientes de relaxação usados para a velocidade e para a pressão são respectivamente $\alpha_U = 0,7$ e $\alpha_p = 0,3$.

3.1.3. Apresentação de resultados

3.1.3.1. Número de iterações e resíduos

No programa OpenFOAM, o escoamento no interior da cavidade foi calculado com precisão dupla para um total de oito malhas. Para cada uma delas utilizaram-se cinco patamares de convergência (e_{tol}): 10^{-3} , 10^{-5} , 10^{-7} , 10^{-9} e 10^{-20} ; pretendeu-se com este último valor atingir a precisão da máquina. O número de iterações necessários para atingir esta precisão, para os diferentes códigos e para as diferentes malhas, encontra-se na Tabela 3.2.

Tabela 3.2 – Número de iterações para atingir a precisão da máquina.

Malha (VC)	FLUENT	FullCReM	OpenFOAM
21×21	2000	4276	1700
41×41	4500	4648	3700
61×61	7500	5538	6800
81×81	11500	5121	10000
101×101	16000	4736	14000
121×121	20000	4763	18500
141×141	27000	4988	23000
161×161	32000	4577	29000

À exceção do programa FullCReM, verifica-se que o número de iterações para atingir a precisão da máquina aumenta com o refinamento da malha. No instante inicial os campos de pressão e de velocidade são nulos.

Na Tabela 3.3, encontra-se número de iterações necessárias para atingir cada patamar de precisão nas diferentes malhas, no programa OpenFOAM. O número de iterações necessário para atingir a precisão da máquina é aproximadamente três vezes superior ao número de iterações necessário para chegar ao patamar de convergência $e_{tol} = 10^{-7}$. Em casos mais complexos, é inviável deixar a simulação convergir até à precisão da máquina, pelo que é necessário saber o valor de precisão para o qual a solução é satisfatória.

Tabela 3.3 – Número de iterações para atingir os diferentes patamares de precisão em cada malha.

Malha (VC)	$e_{tol}, 10^{-3}$	$e_{tol}, 10^{-5}$	$e_{tol}, 10^{-7}$	$e_{tol}, 10^{-9}$	Precisão da Máquina
21×21	157	400	651	901	1700
41×41	338	733	1431	2051	3700
61×61	515	1119	2322	3418	6800
81×81	708	1722	3575	5231	10000
101×101	917	2183	4800	7038	14000
121×121	1033	2353	5689	8760	18500
141×141	1152	2906	7192	11109	23000
161×161	1213	3241	8166	13044	29000

Na Figura 3.3 está representado a evolução dos resíduos da pressão e da componente horizontal da velocidade, até atingirem a precisão da máquina; a evolução do resíduo da componente vertical da velocidade possui um comportamento idêntico ao da componente horizontal, daí não ser apresentado. Verifica-se que a pressão atinge um patamar de precisão superior ao da componente horizontal da velocidade. O patamar de precisão da máquina para a pressão tende a aumentar com o refinamento da malha, mas o mesmo não acontece para a componente horizontal, nem vertical, da velocidade.

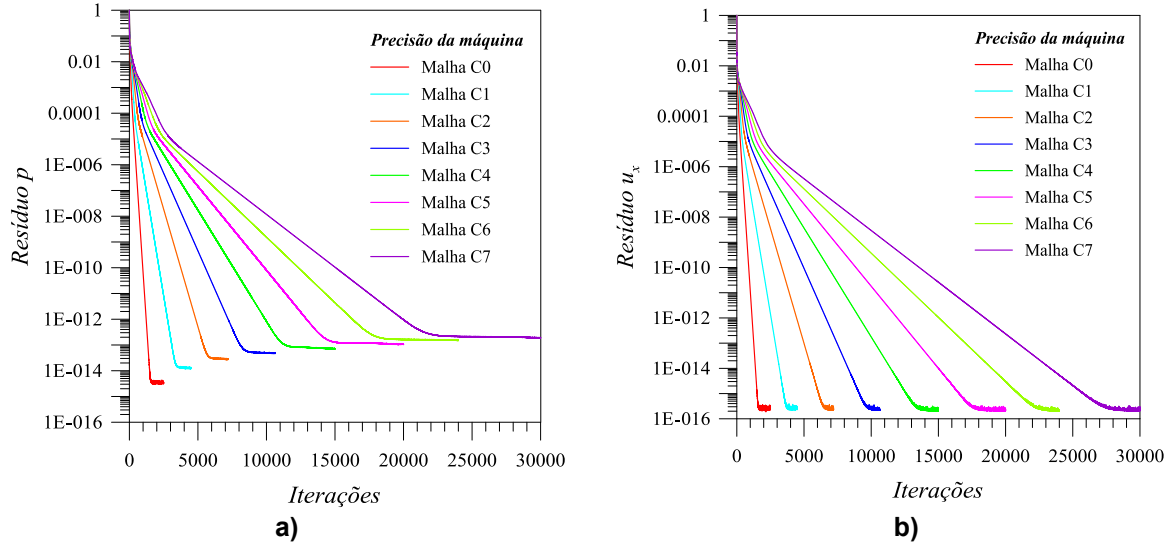


Figura 3.3 – Gráficos da evolução dos resíduos até atingir a precisão da máquina: a) evolução do resíduo da pressão, p ; b) evolução do resíduo da componente horizontal da velocidade, u_x .

3.1.3.2. Erro Iterativo

O erro iterativo é estimado pela diferença entre as soluções obtidas com as tolerâncias menos exigentes, $e_{tol} = 10^{-3}$, $e_{tol} = 10^{-5}$, $e_{tol} = 10^{-7}$ e $e_{tol} = 10^{-9}$, e a solução convergida até à precisão da máquina, como foi feito por Eça *et al.* [16]. Utilizaram-se dois valores representativos do erro iterativo, e_i . A norma de máximo $L_\infty(e_i(\xi))$:

$$L_\infty(e_i(\xi)) = \max(|\xi_i - \xi_{ipm}|) \quad (3.1)$$

A raiz quadrada do erro quadrático:

$$RQM(e_i(\xi)) = \sqrt{\frac{\sum_{I_{vc}} (\xi_i - \xi_{ipm})^2}{N_{vc}}} \quad (3.2)$$

em que, ξ é a variável de estudo (e.g. pressão ou velocidade), ξ_i representa a solução com a tolerância menos exigente e ξ_{ipm} a solução convergida até à precisão da máquina. N_{vc} é o número de volumes de controlo da malha.

Na Figura 3.4 está representado o logaritmo decimal da razão entre o erro quadrático médio, RQM , da velocidade horizontal, u_x e a tolerância utilizada no critério de convergência, e_{tol} . Na Figura 3.5 está representado o logaritmo decimal da razão entre a norma de máximo, L_∞ , da velocidade horizontal, u_x e a tolerância utilizada no critério de convergência, e_{tol} . Os resultados do OpenFOAM são comparados com os resultados obtidos para o código numérico FLUENT [19] e FullCREM [13], apresentados em [16].

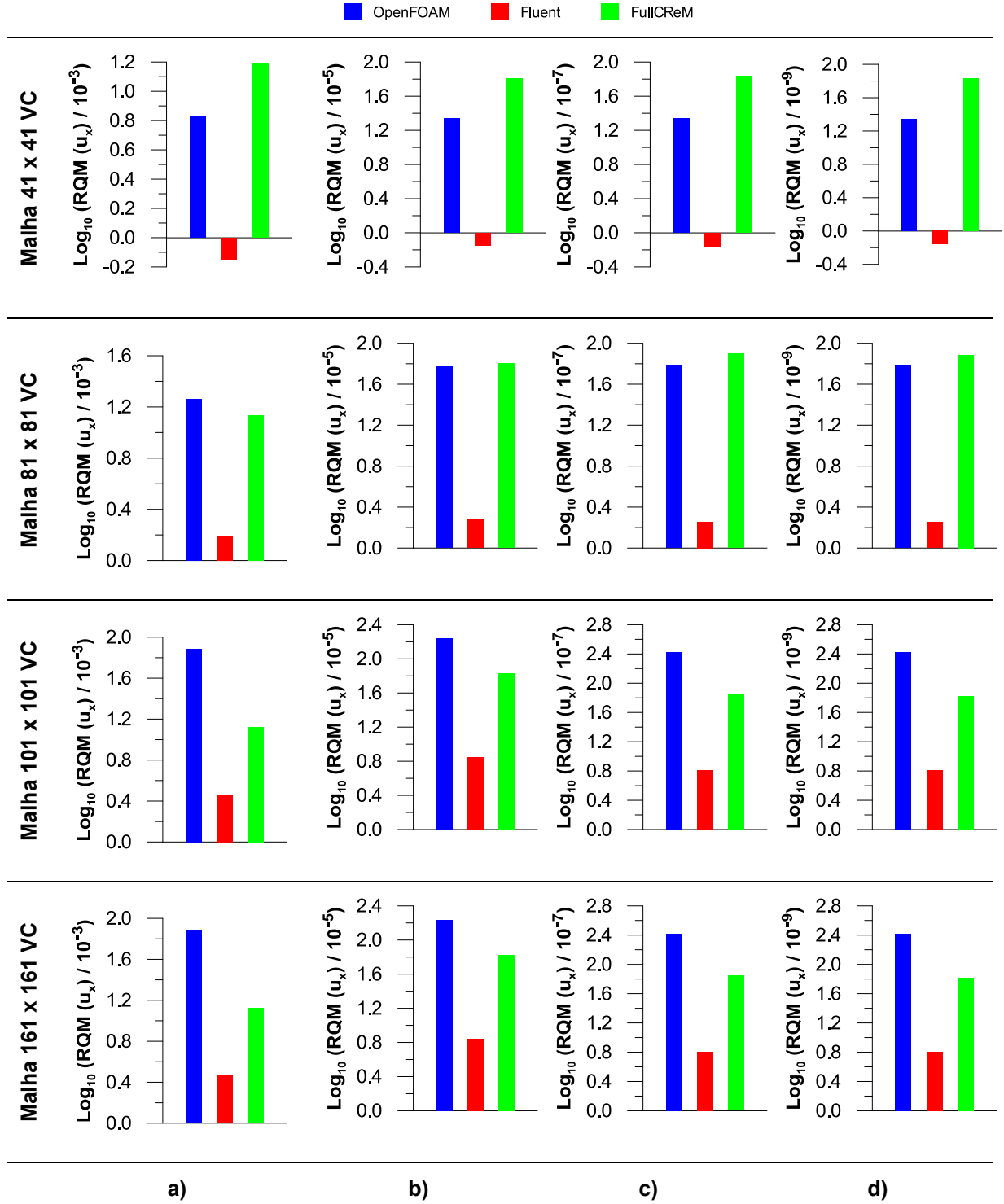


Figura 3.4 - Logaritmo decimal da razão entre o erro quadrático médio da velocidade horizontal e a tolerância utilizada no critério de convergência: a) $e_{tol} = 10^{-3}$; b) $e_{tol} = 10^{-5}$; c) $e_{tol} = 10^{-7}$; d) $e_{tol} = 10^{-9}$.

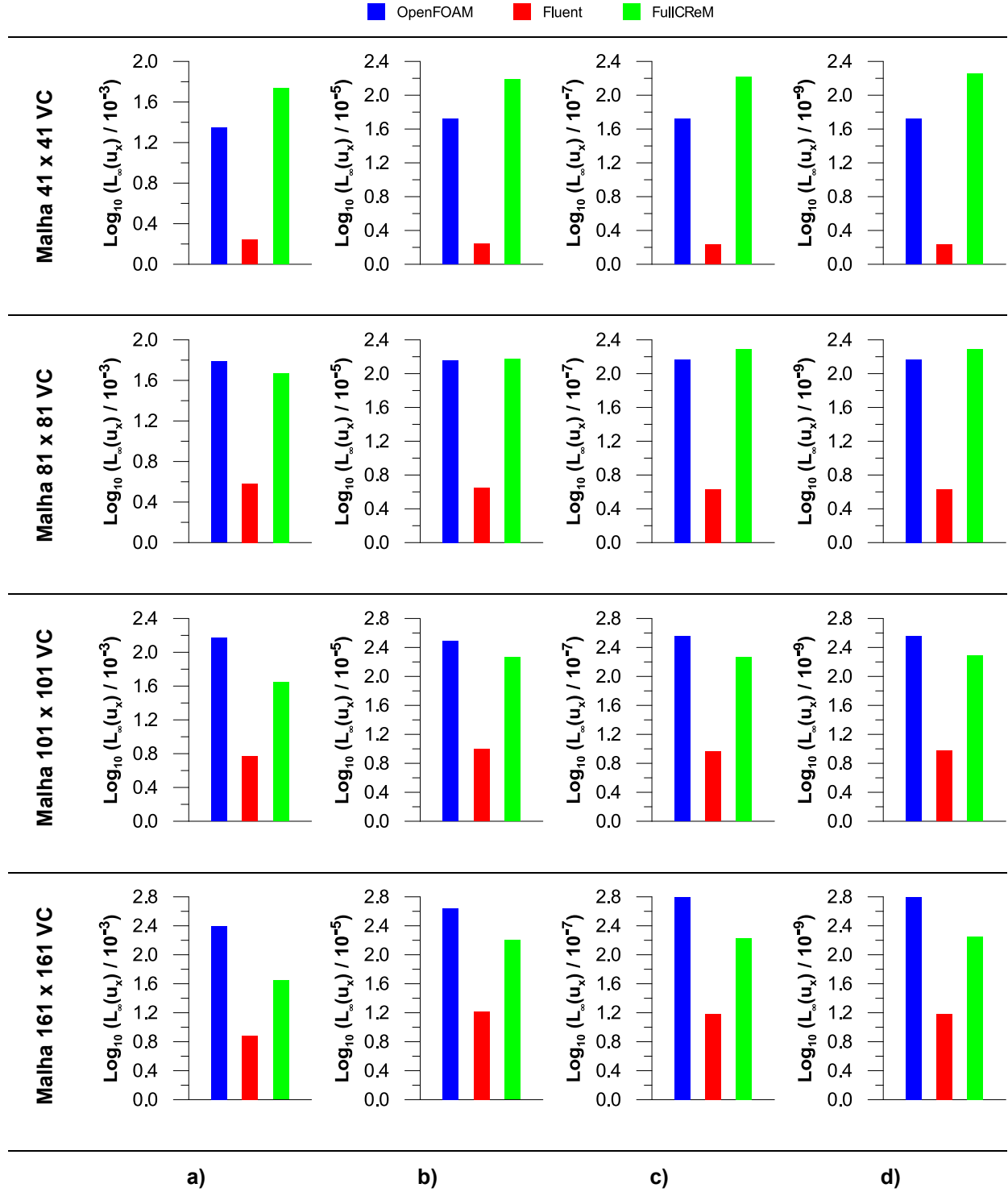


Figura 3.5 - Logaritmo decimal da razão entre a norma de máximo da velocidade horizontal e a tolerância utilizada no critério de convergência: a) $e_{tol} = 10^{-3}$; b) $e_{tol} = 10^{-5}$; c) $e_{tol} = 10^{-7}$; d) $e_{tol} = 10^{-9}$.

O erro iterativo no OpenFOAM para a componente horizontal da velocidade chega a ser quase três ordens de grandeza superior à tolerância escolhida no critério de convergência. No FLUENT, o erro iterativo para a componente horizontal da velocidade é aproximadamente uma ordem de grandeza superior à precisão escolhida no critério da convergência. O erro iterativo no FullCReM tem aproximadamente a mesma ordem de grandeza do erro iterativo do OpenFOAM.

Os resultados obtidos no OpenFOAM são qualitativamente semelhantes aos do FLUENT. Tanto a norma de máximo, L_∞ , como o erro quadrático médio, RQM , aumentam com o refinamento da malha e à medida se evolui para precisões mais exigentes. Isto faz sentido, porque à medida que se aumenta o número de volumes da malha, ou a precisão no cálculo, o número de iterações aumenta; se o número de iterações aumenta, o erro iterativo também aumenta. No caso do FullCReM, os dois estimadores do erro iterativo tendem a aumentar com a diminuição do valor da precisão, mas mantém-se aproximadamente constantes com o refinamento da malha; este resultado faz algum sentido, na medida em que o número de iterações para atingir a precisão da máquina praticamente não varia com o refinamento da malha (Tabela 3.2).

Estão aqui apresentados apenas os resultados obtidos para a componente horizontal da velocidade, visto que os outros resultados são muito semelhantes.

3.1.3.3. Erro de discretização

O erro de discretização pode ser avaliado através da comparação da solução obtida para as diferentes malhas. Seleccionaram-se dois pontos para os quais existem valores de referência, PV ($x = 0,5$, $y = 0,1016$) e PH ($x = 0,0938$, $y = 0,5$) e representou-se a evolução das soluções convergidas até a precisão da máquina em função do refinamento da malha, h_i/h_1 ; h_i é o comprimento do volume de controlo da malha i e h_1 é o comprimento do volume de controlo da malha mais fina. Fez-se isto para as componentes horizontal e vertical da velocidade, u_x e u_y , para o coeficiente de pressão, $C_p = (p - p_{ref})/\rho U_\infty^2$ e para a vorticidade, $\zeta = \nabla \times V$. A vorticidade foi adimensionalizada com o termo $\zeta^* = U_\infty/L$.

Na Figura 3.6 verifica-se que os resultados da componente horizontal da velocidade no ponto PV convergem para os valores das soluções de referência. Em PH é difícil definir uma ordem de convergência. A componente vertical da velocidade, Figura 3.7, nos pontos PV e PH aparenta convergir para os valores de referência; o mesmo se verifica para o coeficiente de pressão e para a componente z da vorticidade, que estão representados, respectivamente, na Figura 3.8 e Figura 3.9.

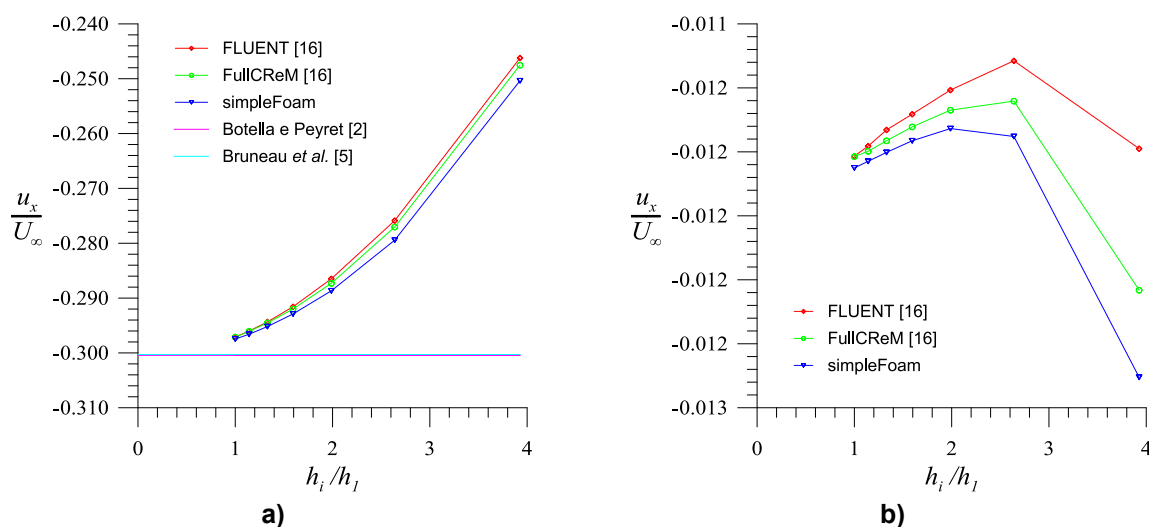


Figura 3.6 - Convergência da componente horizontal da velocidade: a) ponto PV; b) ponto PH.

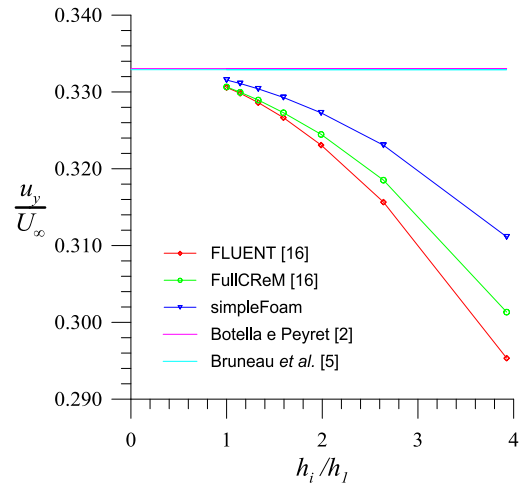
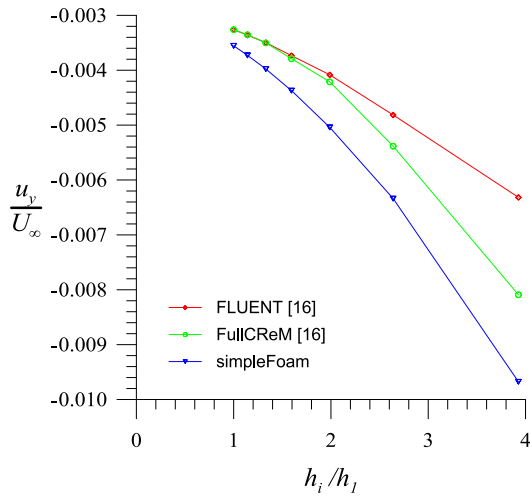


Figura 3.7 – Convergência da componente vertical da velocidade: a) ponto PV; b) ponto PH.

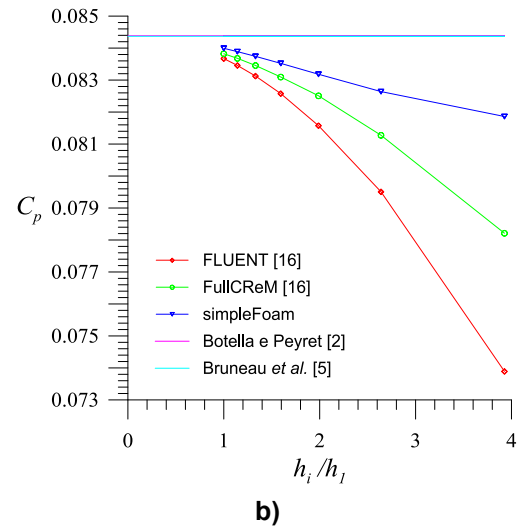
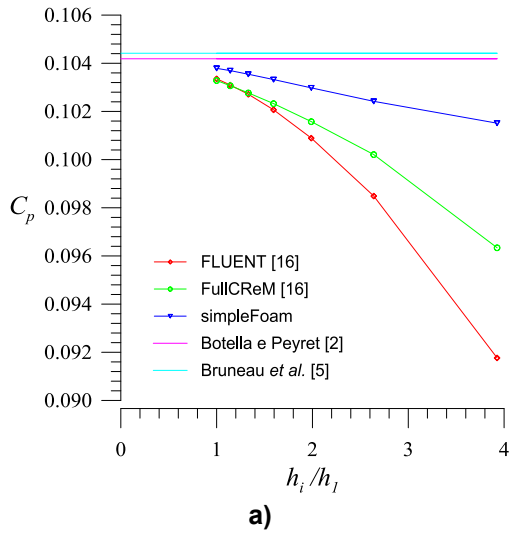


Figura 3.8 - Convergência do coeficiente de pressão: a) ponto PV; b) ponto PH.

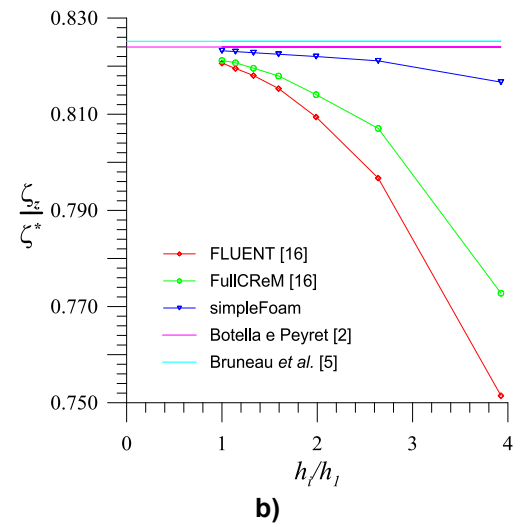
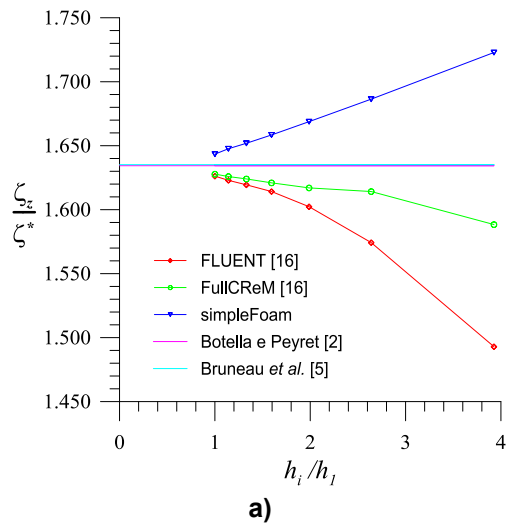


Figura 3.9 - Convergência da componente z da vorticidade: a) ponto PV; b) ponto PH.

Os três códigos numéricos possuem um comportamento muito semelhante, no que diz respeito à evolução da solução com o refinamento da malha. Os resultados obtidos com as malhas mais finas estão muito próximos das soluções de referência.

3.1.3.4. Solução obtida

Em seguida são apresentados os resultados obtidos no OpenFOAM para a malha mais fina e a solução convergida até a precisão da máquina, para o campo de pressão, Figura 3.10, para o campo de vorticidade, Figura 3.11 e para a função de corrente, Ψ , Figura 3.12. A função de corrente foi adimensionalizada com o termo $\Psi^* = U_\infty L$. A solução é comparada com os dados apresentados por Bruneau *et al.* [5].

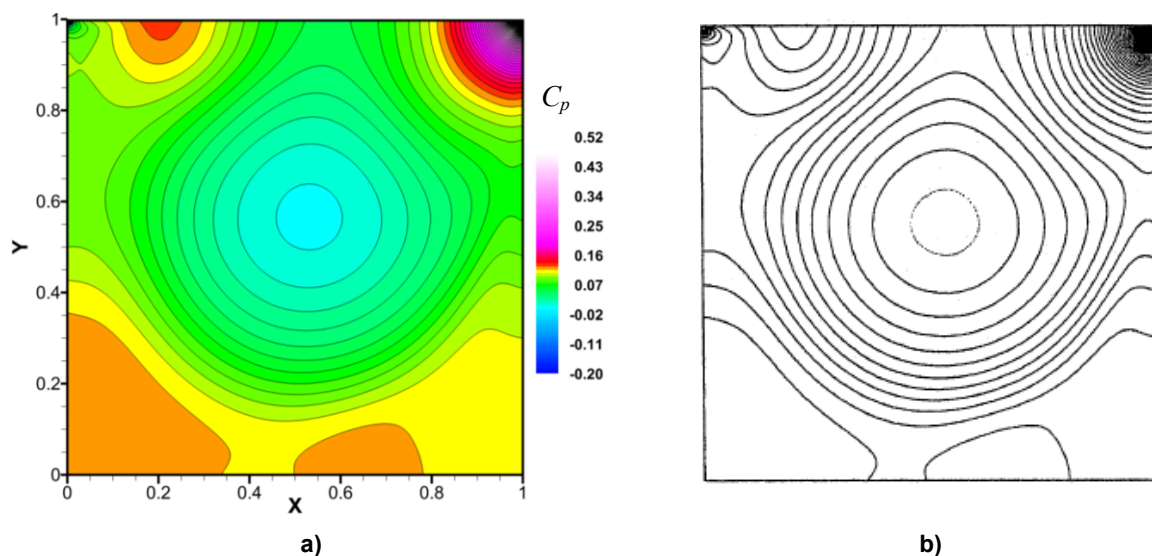


Figura 3.10 - Distribuição do coeficiente de pressão: a) simpleFoam; b) Bruneau *et al.* [5] (adaptado).

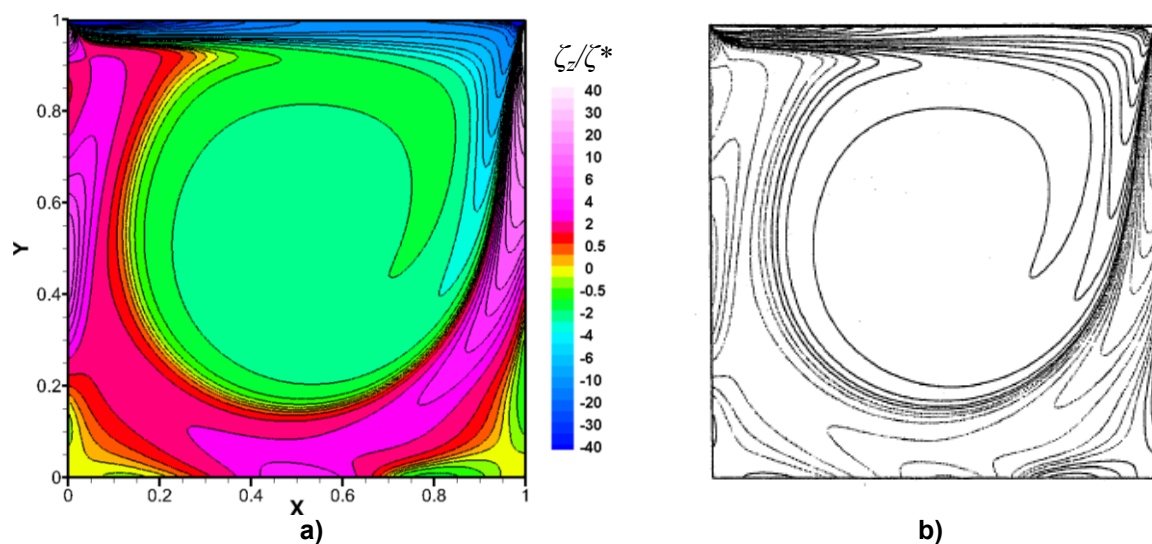


Figura 3.11 – Campo de vorticidade da componente z : a) simpleFoam; b) Bruneau *et al.* [5] (adaptado).

A solução obtida no OpenFOAM está muito parecida com a solução de referência. A pressão é máxima no canto superior direito e mínima no canto superior esquerdo. Analisando o campo da vorticidade e com base na origem do referencial escolhido, verifica-se que no centro da cavidade o

fluido tem tendência a rodar no sentido horário, pois a vorticidade assume valores negativos; a zona a rosa, ou seja, vorticidade positiva, significa que o fluido tende a rodar no sentido anti-horário; dito isto, prevê-se a formação de duas bolhas de recirculação nos dois cantos inferiores da cavidade, como se mostra na Figura 3.13 em pormenor. A vorticidade e a função de corrente foram calculadas recorrendo às ferramentas que vêm no pacote de instalação do OpenFOAM.

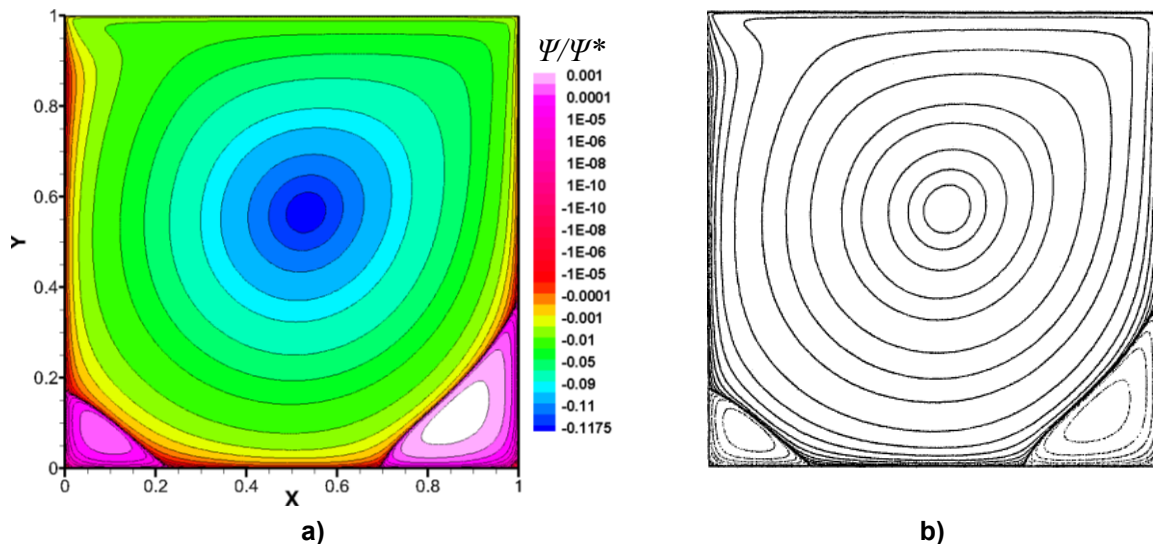


Figura 3.12 – Função de corrente: a) simpleFoam; b) Bruneau et al. [5] (adaptado).

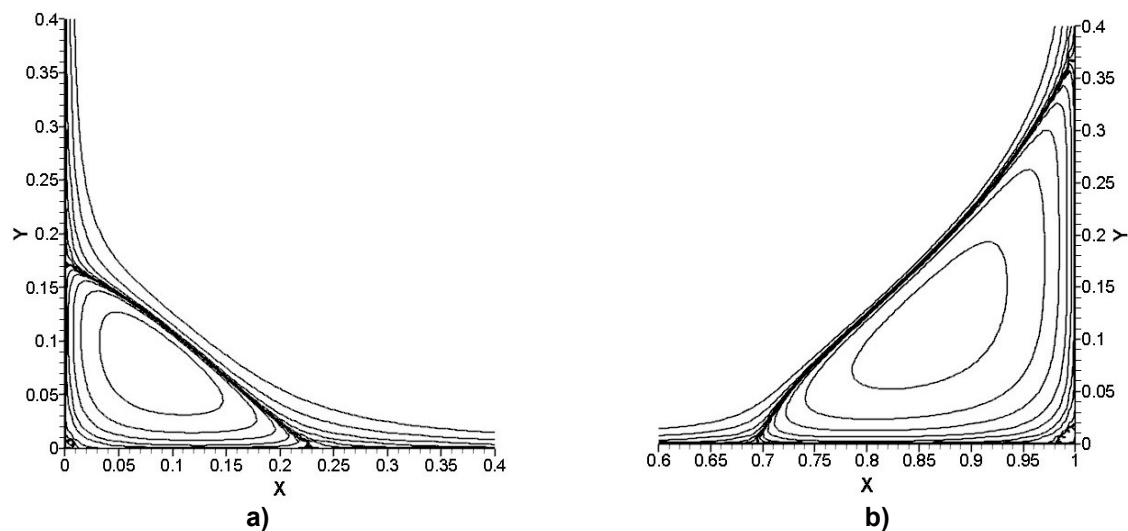


Figura 3.13 - Bolhas de recirculação, solução obtida com o simpleFoam: a) canto inferior esquerdo; b) canto inferior direito.

Na Figura 3.14 encontram-se representados os perfis de velocidades ao longo de duas linhas, uma horizontal e outra vertical, que passam no centro geométrico da cavidade; os perfis foram traçados utilizando diferentes precisões para a malha mais fina e utilizando diferentes malhas para a precisão da máquina. A vantagem de se ter utilizado uma malha com volumes ímpares torna-se agora benéfica, pois os dados retirados da simulação estão no centro dos volumes por onde passa a linha, pelo que não é necessário interpolar.

Na Figura 3.14 a), existe uma diferença significativa da precisão mais baixa, 10^{-3} , para a precisão da máquina; no entanto, com a precisão 10^{-5} já se obtém uma boa aproximação, até porque neste

gráfico os contornos estão praticamente sobrepostos. Na Figura 3.14 b), é notória a evolução da solução com o refinamento da malha; a malha mais esparsa, 21x21 VC, é demasiado grosseira, pelo que os dados obtidos estão longe de serem bons; no entanto, os perfis de velocidades têm uma forma semelhante aos da malha mais fina. Dada a dimensão da figura, quase não se distingue a solução da malha intermédia, 81x81 VC, da malha mais fina, 161x161 VC.

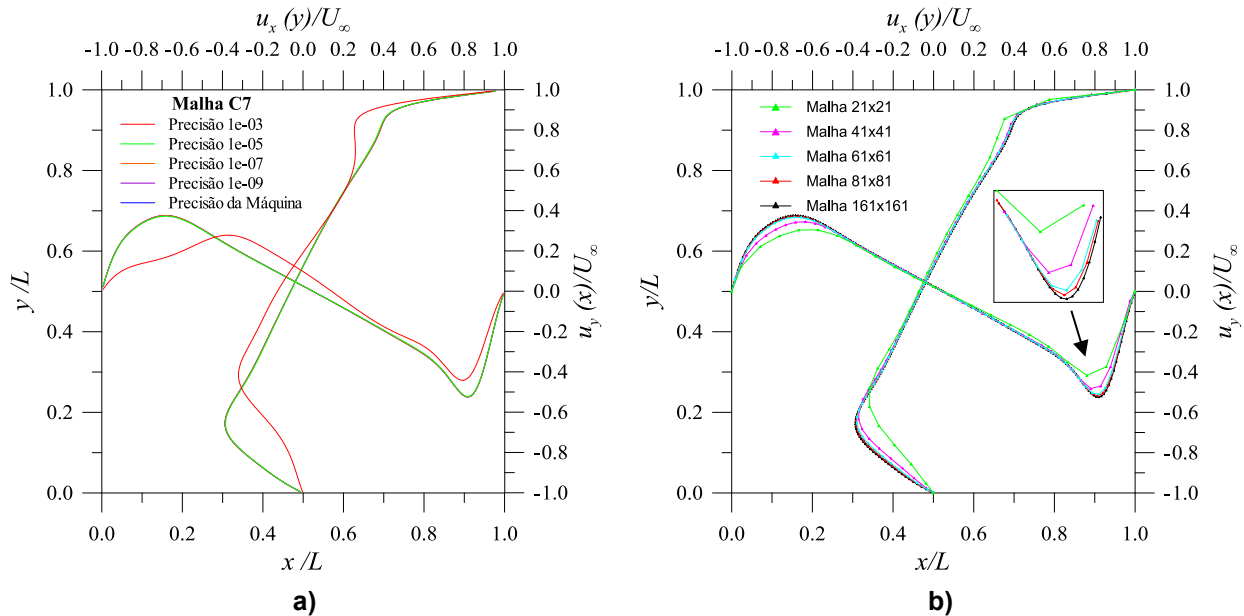


Figura 3.14 - Perfis de velocidades no interior da cavidade: a) solução obtida com o simpleFoam para diferentes precisões; b) solução obtida com o simpleFoam para diferentes malhas.

Na Figura 3.15 estão ilustrados os perfis de velocidades para os códigos numéricos FLUENT, FullCReM, simpleFoam, icoFoam, Botella *et al.* [2], Bruneau *et al.* [5] e Ghia *et al.* [20]. Os resultados do simpleFoam correspondem à simulação efectuada com a malha C7 e com a solução convergida até à precisão da máquina. Os resultados do icoFoam também foram obtidos com a malha C7.

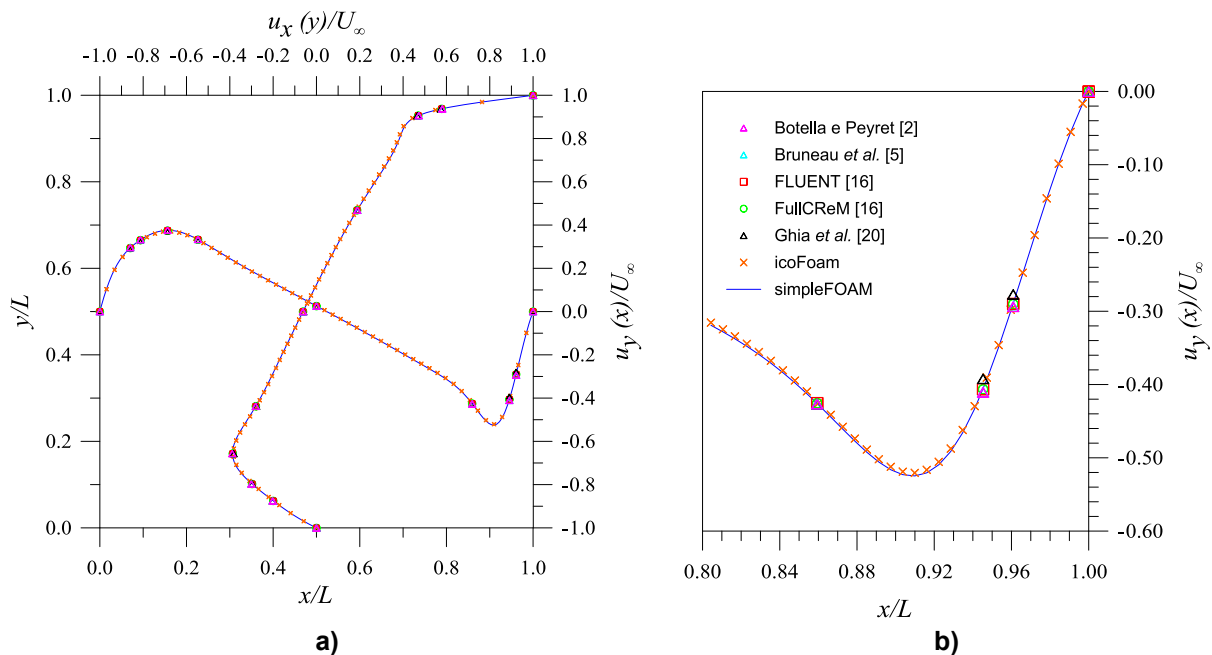


Figura 3.15 - Perfis de velocidades no interior da cavidade: a) solução geral para diferentes códigos numéricos; b) zoom de parte da solução apresentada em a).

Na Figura 3.16 está representado o coeficiente de pressão e a vorticidade, ao longo de uma linha vertical e de outra horizontal, que passam no centróide da cavidade. Mais uma vez, os resultados obtidos no OpenFOAM estão em concordância com os restantes.

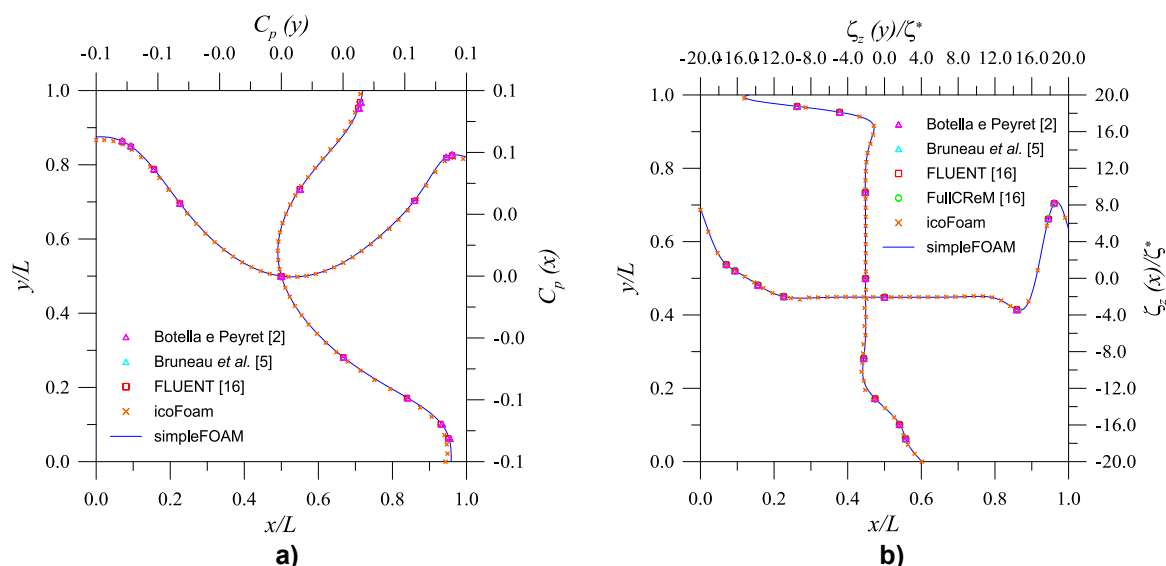


Figura 3.16 – Solução obtida com os diferentes códigos numéricos: a) coeficiente de pressão; b) componente z da vorticidade.

Tipicamente os valores utilizados para os coeficiente de relaxação são, $\alpha_p = 0,2\sim 0,3$ para a pressão e $\alpha_U = 0,7\sim 0,8$ para a velocidade. Utilizaram-se duas malhas diferentes, 81×81 VC e 161×161 VC, e correram-se várias simulações fazendo variar os coeficientes de relaxação. Na Figura 3.17 estão representados os números de iterações necessários para cada simulação, até que a solução atingisse o patamar de convergência 10^{-7} .

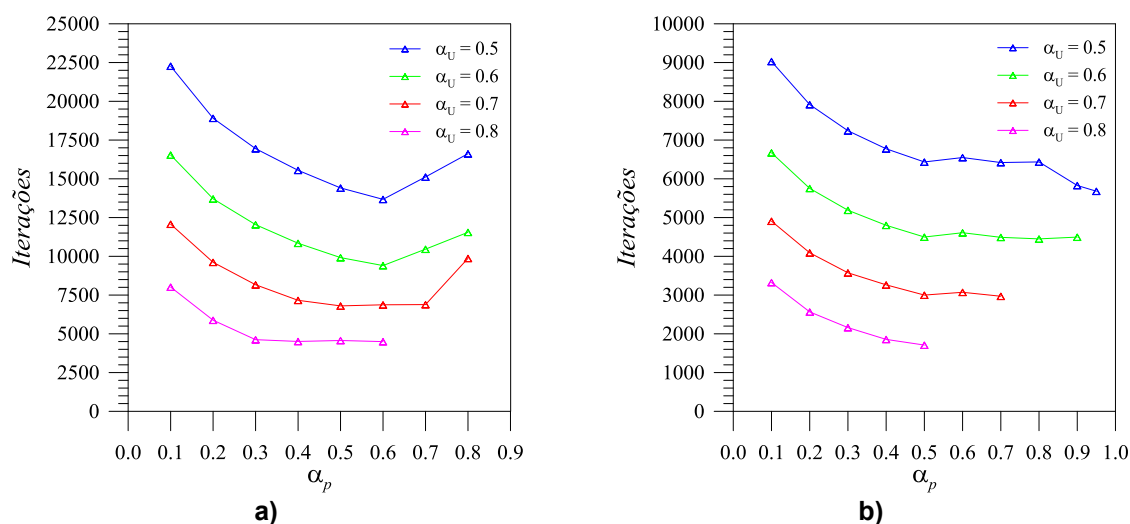


Figura 3.17 – Variação do número de iterações com os coeficientes de relaxação, α_p e α_U : a) malha 81×81 VC; b) malha 161×161 VC.

Verifica-se que para valores de $\alpha_p < 0,3$, o número de iterações tende a aumentar significativamente. No entanto, para valores de $\alpha_p > 0,3$ existem alguns cenários possíveis: o número de iterações pode aumentar, pode permanecer constante ou até mesmo baixar; mas à medida que se aumenta o

coeficiente de relaxação da pressão, corre-se o risco de a solução não convergir. Quanto ao coeficiente de relaxação da velocidade, quanto menor ele for, maior será o número de iterações. De acordo com estes resultados, o número de iterações é mínimo quando os coeficientes de relaxação andam em torno dos valores $\alpha_U = 0,8$ e $\alpha_p = 0,3$, que são os valores que se encontram correntemente na literatura (e.g. [41]).

3.2. Escoamento em torno de uma placa perpendicular ao escoamento

O escoamento em torno de uma placa perpendicular ao escoamento trata-se de um regime transitório periódico com libertação alternada de vórtices. Neste problema, e ao contrário dos escoamentos em torno de um cilindro, a separação ocorre apenas nos dois bordos da placa, o que torna o escoamento mais simples. Devido à grande deflexão sofrida pelo escoamento nas extremidades da placa, a solução é bastante dependente da precisão existente nessas duas zonas, pelo que este caso se torna bastante interessante para a validação de códigos numéricos [7].

3.2.1. Geometria do domínio, condições de fronteira e condições iniciais

O domínio de cálculo é limitado por uma fronteira exterior rectangular, em que as faces se localizam relativamente ao centróide da placa a: $35L$ a jusante, $10L$ a montante e $15L$ lateralmente, como é ilustrado na Figura 3.18. O número de Reynolds, $Re = \rho U_\infty L / \mu$, é 200; a viscosidade cinemática do fluido é $\nu = 0,005 \text{ m}^2/\text{s}$, a velocidade do escoamento não perturbado é $U_\infty = 1 \text{ m/s}$ e a dimensão característica do escoamento é a largura da placa, $L = 1 \text{ m}$, tal como foi feito por Conde *et al.* [7].

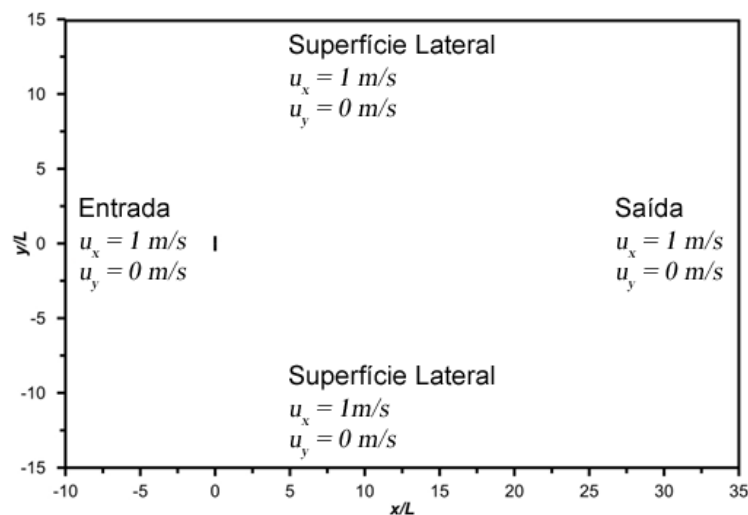


Figura 3.18 – Geometria do domínio físico considerado nas simulações.

Aplicaram-se as seguintes condições de fronteira: em todas as superfícies que limitam o domínio, definiu-se $u_x = 1 \text{ m/s}$ e $u_y = 0 \text{ m/s}$, respectivamente, para a componente da velocidade segundo x e segundo y ; na superfície da placa aplicou-se a condição de aderência, considerando a velocidade nula; para a pressão, aplicou-se a condição de gradiente nulo em todas as superfícies. Foi tomada como pressão de referência o valor no volume localizado na entrada do domínio à altura do centróide da placa. No instante inicial os campos de velocidade e de pressão são nulos.

3.2.2. Malhas utilizadas e esquemas numéricos

As malhas utilizadas são do tipo estruturado e foram geradas no código GAMBIT e posteriormente convertidas para o OpenFOAM. As malhas P1, P2, P3 e P4, correspondem respectivamente às malhas M5, M7, M1 e M6 utilizadas por Conde *et al.* [7]. A versão utilizada do OpenFOAM não aceita malhas em que a placa esteja definida sem espessura, pelo que se converteram apenas as malhas em que a placa possui uma secção transversal em forma de losango muito alongado. As malhas são caracterizadas na Tabela 3.4.

Tabela 3.4 - Caracterização das malhas [7] (adaptado).

Malha	N	l/L	q/L	N_m	N_j	VC
P1	121	0,003	0,002	41	116	35650
P2	181	0,0004	0,0004	55	167	67890
P3	121	0,003	0,002	41	116	35650
P4	121	0,001	0,002	52	136	42090

Relativamente à Tabela 3.4, N é o número de nós da malha em cada uma das faces da placa; l é a distância do primeiro nó à placa segundo a direcção longitudinal do escoamento; q é a distância entre a extremidade da placa e o primeiro nó segundo a direcção transversal ao escoamento; N_m e N_j são, respectivamente, o número de nós a montante e a jusante da placa [7]. Nas Figura 3.19 e 3.20 apresenta-se em pormenor a discretização das quatro malhas junto ao bordo superior da placa.

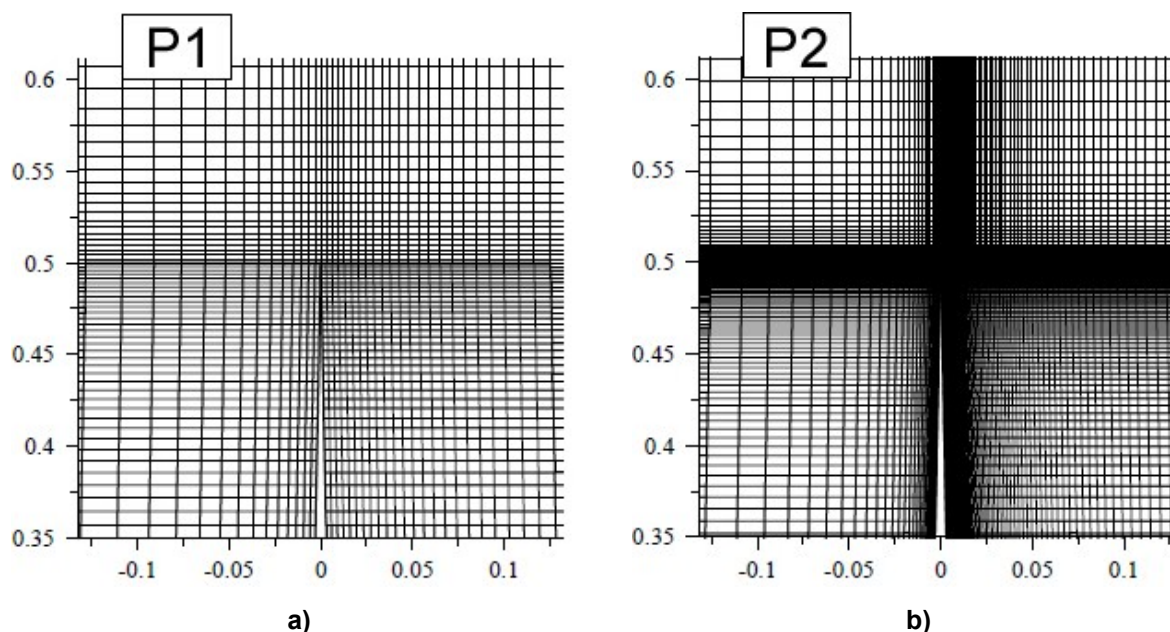


Figura 3.19 – Pormenor de discretização junto ao bordo superior da placa: a) malha P1; b) malha P2 (adaptado [7]).

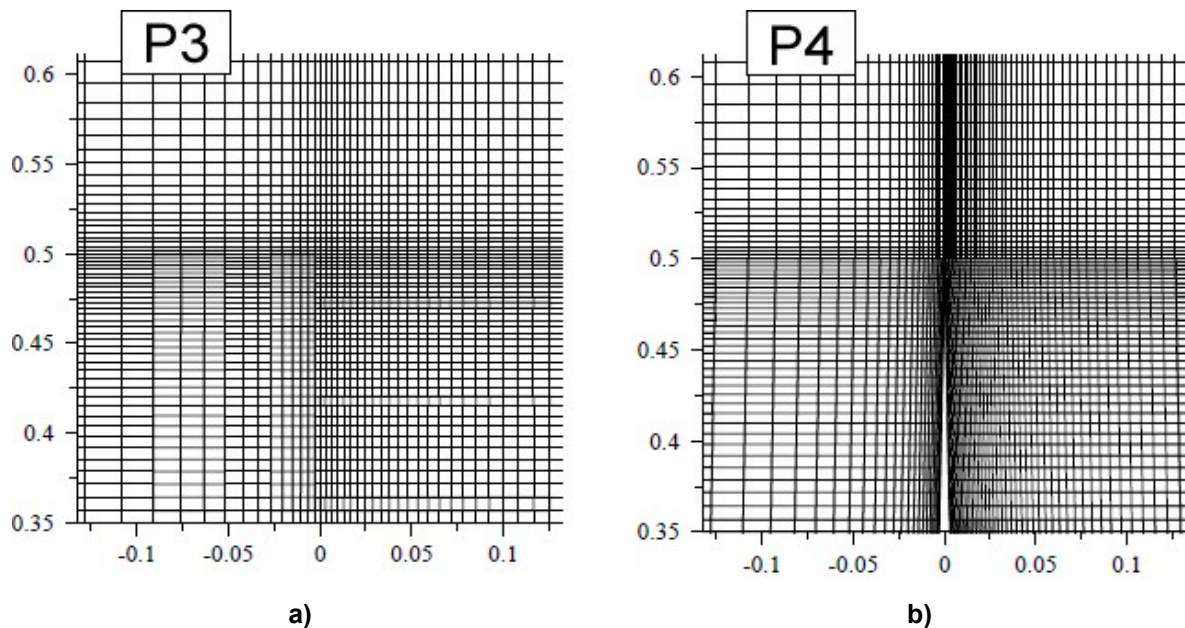


Figura 3.20 – Pormenor de discretização junto ao bordo superior da placa: a) malha P3; b) malha P4 (adaptado [7]).

As simulações realizaram-se com passo de tempo fixo utilizando o solver icoFoam. Foram efectuadas quatro simulações com diferentes malhas para comparar a evolução da solução com a discretização do espaço; foram concretizadas mais três simulações com a malha P1, utilizando diferentes passos de tempo, para verificar a convergência da solução com a diminuição do passo de tempo; por fim, foram testados diferentes esquemas para a derivada temporal, utilizando a malha P1. A Tabela 3.5 apresenta um resumo dos esquemas de discretização da derivada temporal, utilizados nas simulações efectuadas, bem como o valor do passo de tempo escolhido.

Tabela 3.5 – Esquemas de discretização da derivada temporal

Malha	Derivada Temporal	$\Delta t U_{\infty}/L$
P1	<i>Backward</i> , 2ª ordem implícito	0,001
P1	<i>Backward</i> , 2ª ordem implícito	0,0008
P1	<i>Backward</i> , 2ª ordem implícito	0,0006
P1	<i>Backward</i> , 2ª ordem implícito	0,0004
P1	<i>Backward</i> , 2ª ordem implícito	0,0002
P1	<i>Euler</i> , 1ª ordem limitado implícito	0,001
P1	<i>Crank Nicholson</i> $\beta = 1$, 2ª ordem limitado implícito	0,001
P1	<i>Crank Nicholson</i> $\beta = 0,5$, misto entre Euler e Crank Nicholson	0,001
P2	<i>Backward</i> , 2ª ordem implícito	0,0002
P3	<i>Backward</i> , 2ª ordem implícito	0,001
P4	<i>Backward</i> , 2ª ordem implícito	0,0002

Para discretizar os termos difusivos utilizou-se o método Gauss e as variáveis foram interpoladas linearmente. O termo convectivo foi discretizado com o método Gauss, utilizando o esquema de interpolação QUICK. Os termos laplacianos foram discretizados e interpolados com o método Gauss linear corrected.

A equação da pressão foi resolvida com PCG *linear-solver*, com o pré-condicionador DIC (*Diagonal Incomplete-Cholesky*); como critério de paragem do cálculo, considerou-se uma redução de cinco ordens de grandeza no resíduo. A equação da velocidade foi resolvida com o PBiCG *linear-solver*, com o pré-condicionador DILU (*Diagonal Incomplete-LU*); considerou-se uma diminuição de cinco ordens de grandeza no resíduo da solução, para a paragem do processo iterativo. Utilizou-se o algoritmo PISO com dois passos correctores, para acoplar as equações da velocidade e da pressão. Os coeficientes de relaxação para a pressão e para a velocidade foram, respectivamente, $\alpha_U = 0,8$ e $\alpha_p = 0,3$.

3.2.3. Método utilizado no cálculo dos coeficientes de arrasto e de pressão

O coeficiente de arrasto e de pressão são parâmetros adimensionais típicos no estudo de escoamentos em torno de obstáculos. Para comparar os resultados, procedeu-se ao cálculo do coeficiente de arrasto e do coeficiente de pressão da placa. O coeficiente de arrasto, $C_d = 2p/\rho U_\infty^2$ foi calculado recorrendo à seguinte equação:

$$C_d = \sum_{i=1}^n \frac{2p_i(y_{i+1} - y_i)}{\rho U_\infty^2 L} - \sum_{i=1}^n \frac{2p_i(y_{i+1} - y_i)}{\rho U_\infty^2 L} \quad (3.3)$$

barlavento *sotavento*

em que n é o número de nós na superfície de barlavento e sotavento da placa; y_i e y_{i+1} são, respectivamente, as coordenadas verticais dos nós inferior e superior da célula i ; p_i é a pressão no centróide da célula i ; ρ é a densidade do fluido, U_∞ é a velocidade do escoamento não perturbado e L é o comprimento característico da placa. O coeficiente de arrasto apresenta flutuações periódicas fruto da libertação alternada de vórtices na esteira da placa; no intervalo de tempo em que o comportamento periódico se encontra estabilizado, foi calculado o coeficiente de arrasto médio e o erro quadrático médio correspondente. Visto que a variação do coeficiente de arrasto com o tempo tem um aspecto sinusoidal, o RMS (*Root Mean Square*) foi calculado de acordo com a equação:

$$C_{d_{rms}} = \frac{|\bar{C}_d - C_{d_{max}}|}{\sqrt{2}} \quad (3.4)$$

Para efeitos de cálculo do coeficiente de pressão médio, considerou-se como pressão de referência o valor da pressão na entrada do domínio à altura do centróide da placa; o coeficiente de pressão médio para cada ponto da placa foi calculado utilizando a seguinte fórmula:

$$\bar{C}_p(y) = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \frac{2(p_j - p_{ref,j})(y_1 - y_0)}{\rho U_\infty^2 L} \quad (3.5)$$

onde p_j é a pressão no centróide da célula para cada instante de tempo j ; $p_{ref,j}$ é a pressão de referência para cada instante de tempo j ; y é a coordenada vertical do centróide da célula; y_1 e y_0 são, respectivamente, as coordenadas verticais superior e inferior dos nós que definem a célula; m é o número de instantes de tempo; ρ é a densidade do fluido, U_∞ é a velocidade do escoamento não

perturbado e L é o comprimento característico da placa. O desvio padrão do coeficiente de pressão foi calculado com a seguinte equação:

$$C_{p_{rms}}(y) = \sqrt{\frac{1}{m-1} \sum_{j=1}^m (C_{p_j}(y) - \bar{C}_p(y))^2} \quad (3.6)$$

Dado o regime periódico da solução, foi necessário escolher um intervalo de tempo que fosse um múltiplo do período, para que os valores médios fossem correctos.

3.2.4. Apresentação de resultados

Na Tabela 3.6 encontra-se um resumo dos resultados obtidos para os diferentes casos testados no OpenFOAM, utilizando o código numérico icoFoam; \bar{C}_d é o coeficiente de arrasto médio, $C_{d_{rms}}$ é o erro quadrático médio do coeficiente de arrasto, \bar{C}_p^b é o coeficiente de pressão médio no ponto à altura do centróide da placa na face de sotavento e $\bar{C}_{p_{rms}}^b$ é o desvio padrão do coeficiente de pressão no ponto à altura do centróide da placa na face de sotavento.

Tabela 3.6 – Resumo dos resultados do escoamento em torno de uma placa perpendicular ao escoamento.

Malha	Esquema D.T.	$\Delta t U_\infty/L$	\bar{C}_d	$C_{d_{rms}}$	\bar{C}_p^b	$\bar{C}_{p_{rms}}^b$
P1	<i>Backward</i>	0,001	2,937	0,207	-2,405	0,572
P1	<i>Backward</i>	0,0008	2,934	0,204	-2,408	0,573
P1	<i>Backward</i>	0,0006	2,930	0,224	-2,413	0,575
P1	<i>Backward</i>	0,0004	2,912	0,232	-2,389	0,572
P1	<i>Backward</i>	0,0002	2,913	0,273	-2,385	0,569
P1	<i>Crank Nicholson $\beta = 0,5$</i>	0,001	2,942	0,218	-2,419	0,581
P1	<i>Crank Nicholson $\beta = 1$</i>	0,001	2,937	0,202	-2,462	0,571
P1	<i>Euler</i>	0,001	2,928	0,202	-2,395	0,574
P2	<i>Backward</i>	0,0002	2,905	0,237	-2,358	0,586
P3	<i>Backward</i>	0,001	2,952	0,220	-2,383	0,565
P4	<i>Backward</i>	0,002	2,935	0,210	-2,407	0,579

Em seguida é analisada a evolução do coeficiente de arrasto, C_d , em função do tempo adimensionalizado, $t U_\infty/L$. O comportamento periódico devido à libertação alternada de vórtices na esteira da placa, é verificado na solução obtida para o coeficiente de arrasto, Figura 3.21.

Relativamente às soluções obtidas com diferentes malhas, Figura 3.21, praticamente não existem diferenças. Com as malhas P3 e P4, a solução aparenta convergir ligeiramente mais depressa do que com as malhas P1 e P2, como se verifica na Figura 3.21 a); já na zona de estabilização, as soluções apresentam algumas flutuações nos valores máximos e mínimos do coeficiente de arrasto, Figura 3.21 b).

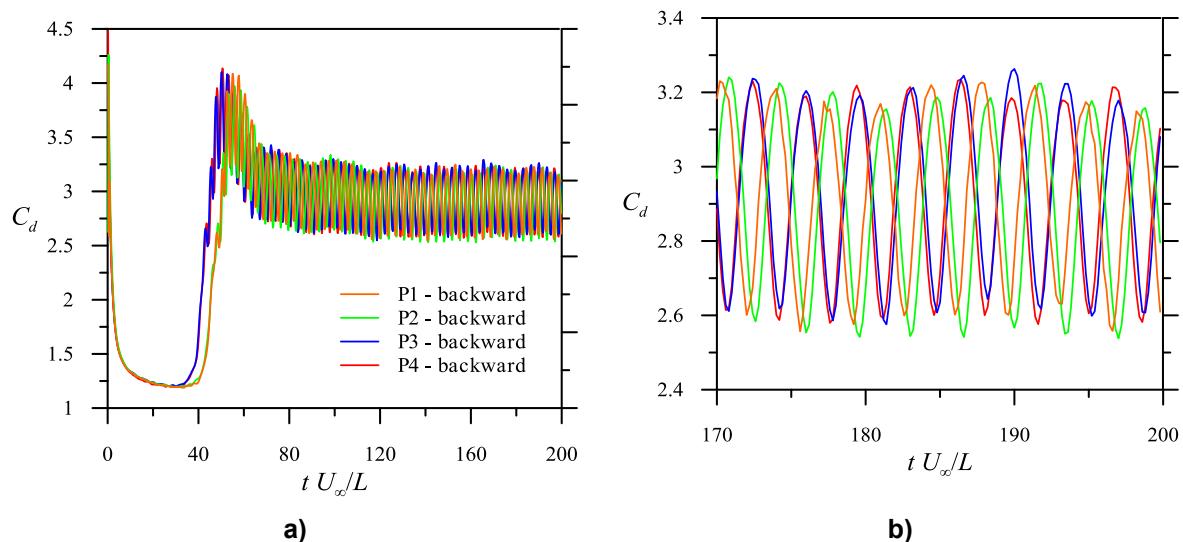


Figura 3.21 – Evolução do coeficiente de arrasto em função do tempo adimensionalizado: a) comparação com diferentes malhas; b) pormenor da solução.

Os resultados obtidos com os diferentes esquemas da derivada temporal são semelhantes, no entanto a solução converge mais depressa utilizando o esquema Euler, Figura 3.22 a). A flutuação nos valores máximos e mínimos mantém-se, Figura 3.22 b).

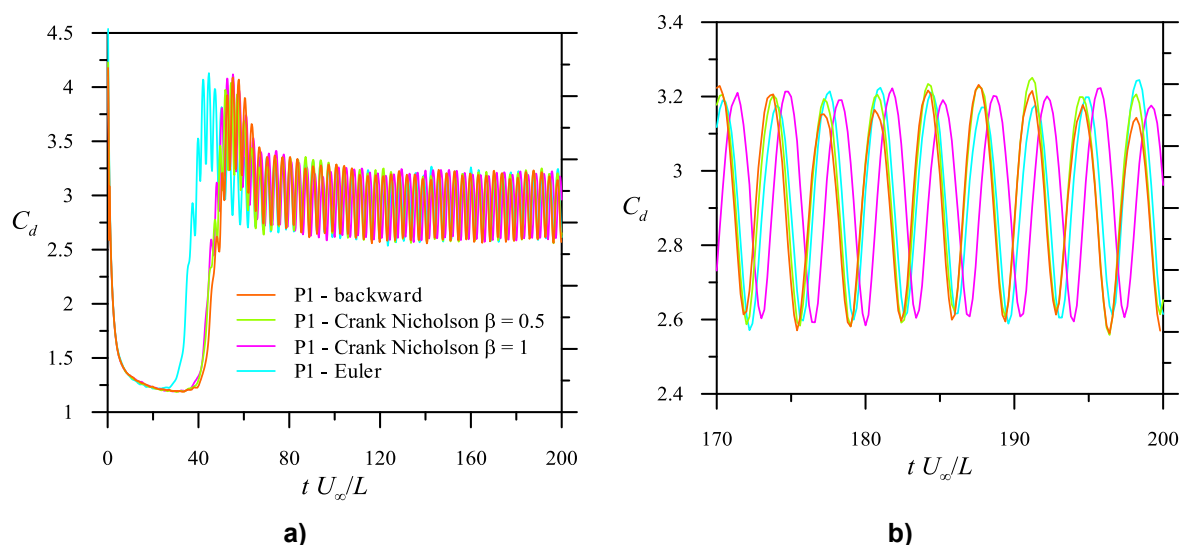


Figura 3.22 – Evolução do coeficiente de arrasto em função do tempo adimensionalizado: a) diferentes esquemas da derivada temporal; b) pormenor da solução.

Na Figura 3.23 compara-se a solução do OpenFOAM com a do FLUENT (Conde *et al.* [7]). A laranja está representada a solução obtida para a malha P1 com o icoFoam, utilizando o esquema de discretização da derivada temporal backward; a verde está representada a solução obtida com a malha P1 utilizando um método totalmente acoplado (MTA) para as equações da pressão e da velocidade; a vermelho e a azul estão representadas as soluções obtidas no FLUENT, respectivamente para as malhas P1 e P2, utilizando o esquema QUICK. A frequência de variação do coeficiente de arrasto varia entre as diferentes soluções, Figura 3.23 b).

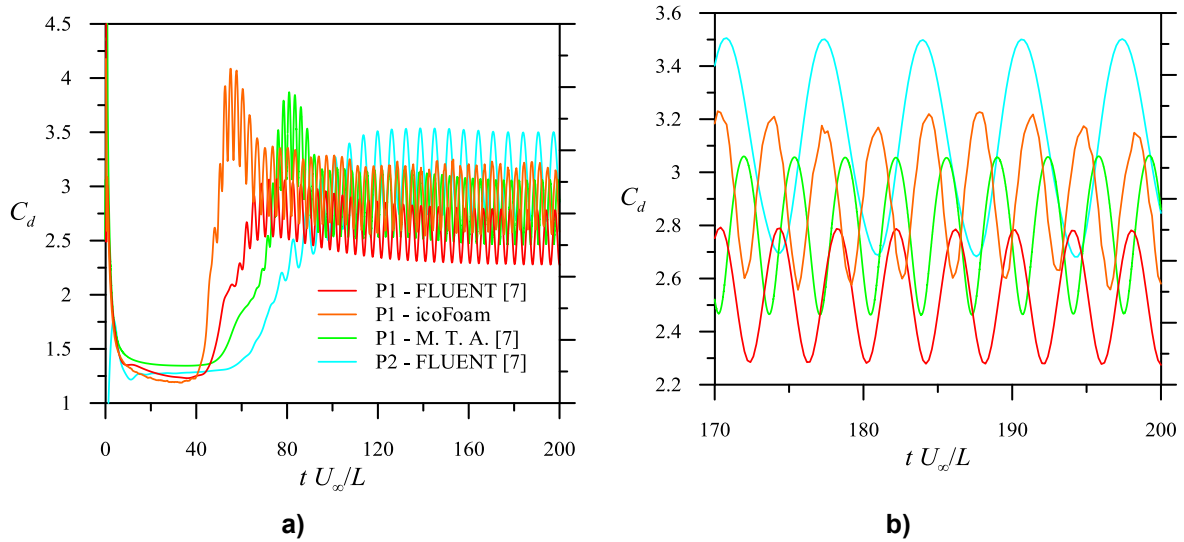


Figura 3.23 – Evolução do coeficiente de arrasto em função do tempo adimensionalizado a) comparação com diferentes códigos numéricos; b) pormenor da solução.

Em seguida, apresenta-se a distribuição do coeficiente de pressão médio, \bar{C}_p e o respectivo desvio padrão, C_{prms} , nas faces de barlavento e sotavento da placa. A distribuição do coeficiente de pressão médio e do desvio padrão é idêntica entre as soluções obtidas com diferentes malhas, como se verifica na Figura 3.24. O desvio padrão alcançado com a solução da malha P2 é ligeiramente inferior aos restantes; existe alguma assimetria nos resultados da Figura 3.24 b), devido às oscilações dos valores máximos e mínimos ao longo do tempo no campo de pressão.

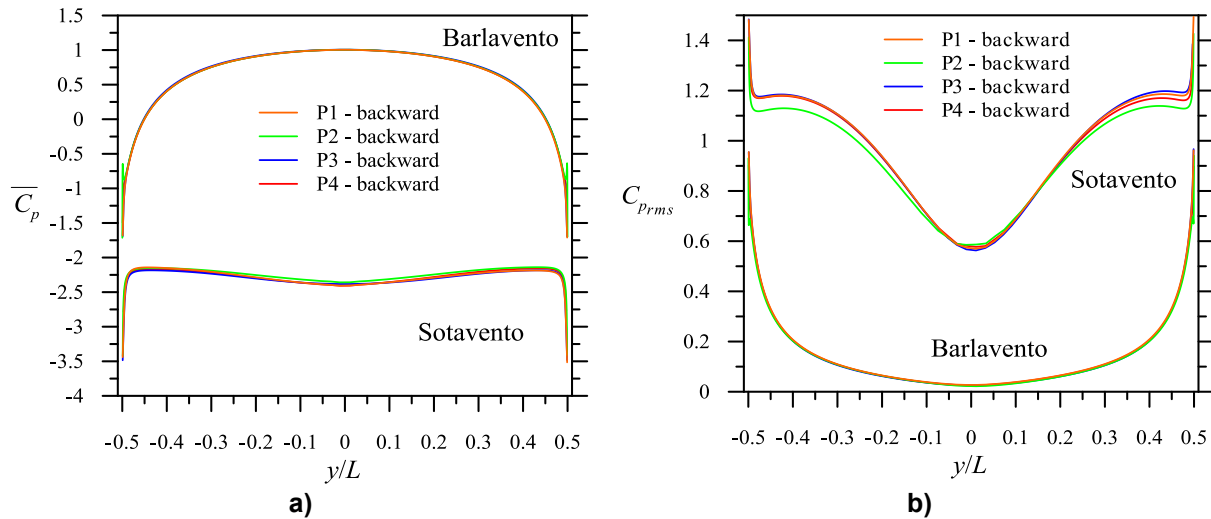


Figura 3.24 – Solução ao longo das faces de barlavento e sotavento para diferentes malhas: a) distribuição do coeficiente de pressão médio; b) distribuição do desvio padrão.

As soluções obtidas com diferentes esquemas da derivada temporal não se alteram, como se pode observar na Figura 3.25. Verifica-se alguma assimetria na distribuição do desvio padrão na face de sotavento devido às flutuações dos valores máximos e mínimos de pressão na esteira da placa, como se constatou na evolução do coeficiente de arrasto ao longo do tempo.

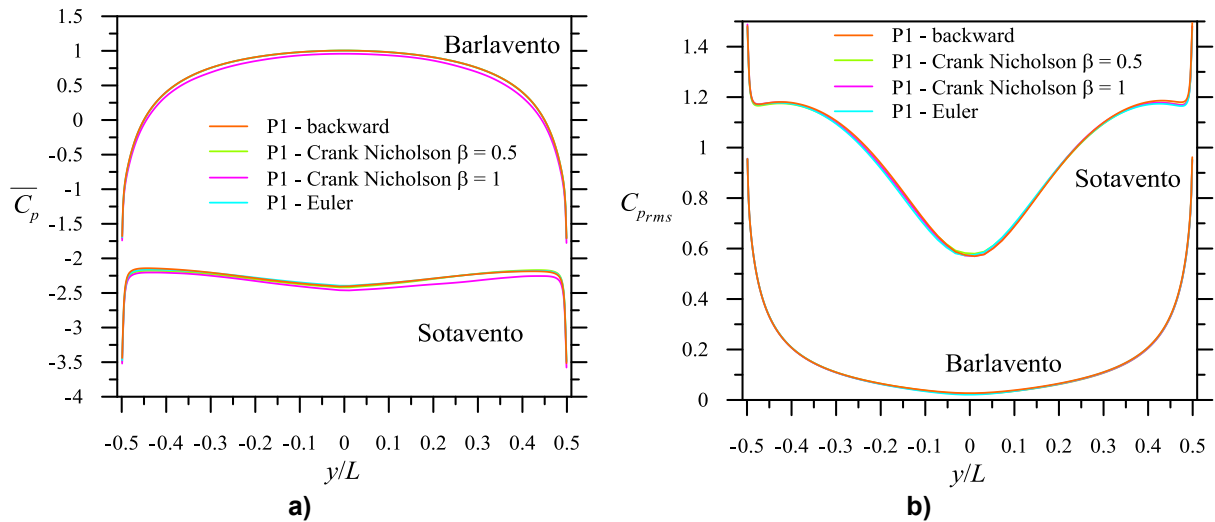


Figura 3.25 – Solução ao longo das faces de barlavento e sotavento para diferentes esquemas da derivada temporal: a) distribuição do coeficiente de pressão médio; b) distribuição do desvio padrão.

Na Figura 3.26 é feita uma comparação das soluções obtidas com os códigos numéricos indicados anteriormente no estudo do coeficiente de arrasto e também por Tonnessen *et al.* [35], e com os resultados experimentais de Fage e Johansen [18]. A solução obtida no icoFoam é parecida com a do método totalmente acoplado; a face de sotavento é a que apresenta maiores discrepâncias entre os diferentes códigos numéricos.

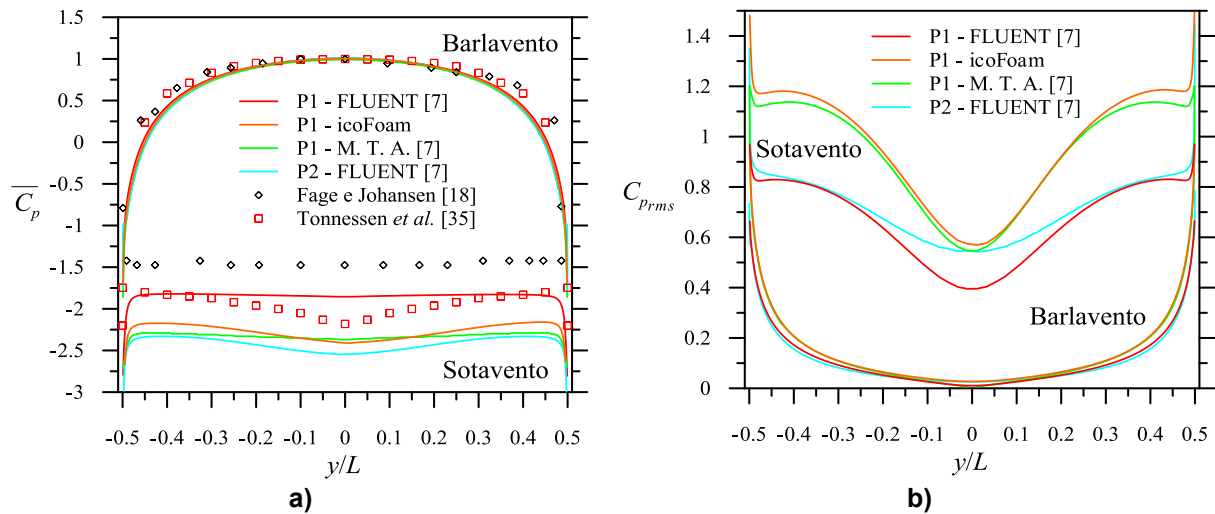


Figura 3.26 – Solução ao longo das faces de barlavento e sotavento para diferentes códigos numéricos: a) distribuição do coeficiente de pressão médio; b) distribuição do desvio padrão.

Na Figura 3.27 está representada a evolução do coeficiente de arrasto médio, \bar{C}_d e respectivo erro quadrático, $C_{d_{rms}}$, com a diminuição do passo de tempo adimensionalizado, $\Delta t U/L$, para a malha P1 utilizando o esquema backward para a derivada temporal. O erro quadrático médio aumenta com a diminuição do passo de tempo. Os resultados apresentados por Conde *et al.* [7] oscilam no intervalo de 2,5-2,9, pelo que os dados alcançados no icoFoam são satisfatórios. Não é feita uma comparação directa com os valores apresentados por Conde *et al.* [7], pois a ordem de grandeza do passo de tempo utilizado no icoFoam é bastante menor.

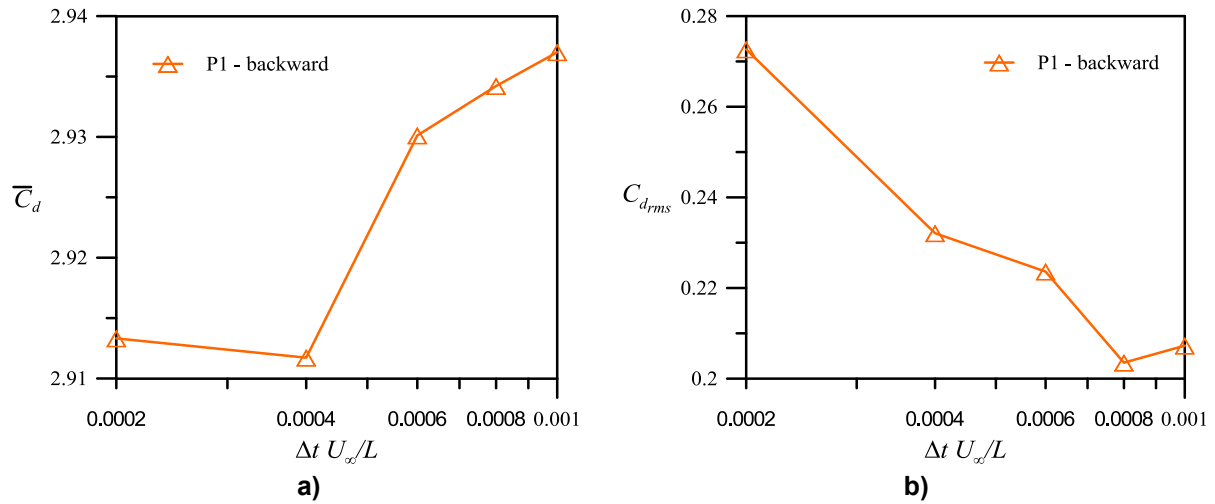


Figura 3.27 – Evolução da solução com a diminuição do passo de tempo adimensionalizado: a) valor médio do coeficiente de arrasto; b) erro quadrático do coeficiente de arrasto médio.

Na Figura 3.28 está representada a evolução do coeficiente de pressão médio na face de sotavento da placa à altura do centróide, \bar{C}_p^b e respectivo desvio padrão, $\bar{C}_{p_{rms}}^b$, com a diminuição do passo de tempo adimensionalizado, $\Delta t U/L$, para a malha P1 utilizando o esquema backward para a derivada temporal. O parâmetro \bar{C}_p^b não converge à medida que se diminui o passo de tempo, Figura 3.28 a); o valor obtido para este parâmetro é porém parecido com os resultados apresentados por Conde *et al* [7]. O mesmo acontece para o seu desvio padrão.

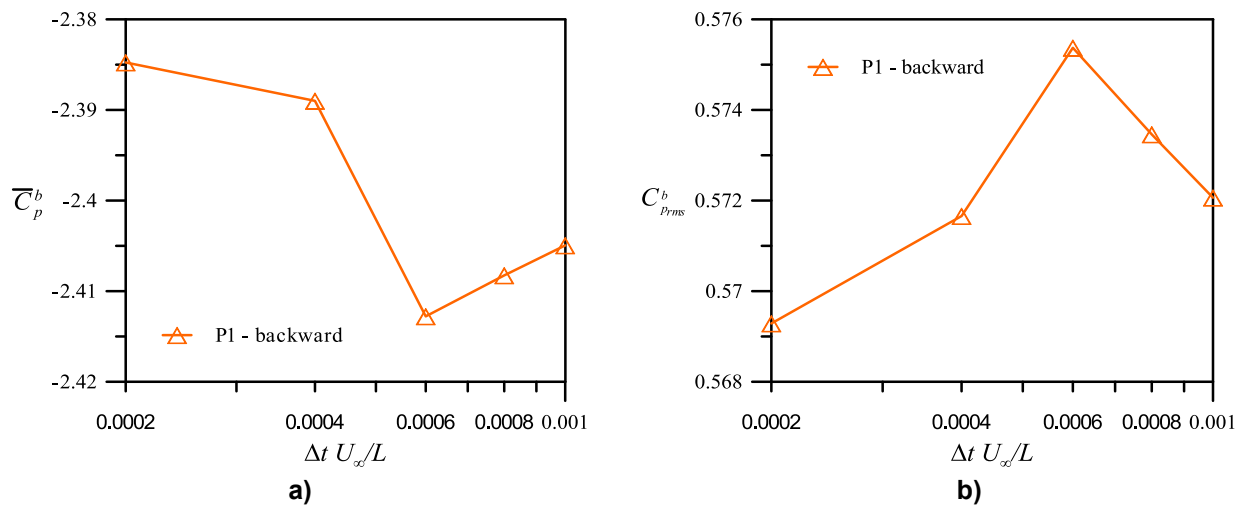


Figura 3.28 – Evolução da solução com a diminuição do passo de tempo adimensionalizado: a) valor médio do coeficiente de pressão no centro da placa na face de sotavento; b) respectivo desvio padrão.

O campo de vorticidade da componente z adimensionalizado e as linhas de corrente na esteira da placa para o instante $t = 180$ s, encontram-se representados na Figura 3.29. O efeito criado pela libertação alternada de vórtices é bem visível. As manchas coloridas mais pequenas são erros numéricos devido à malha, visto que esta não é suficientemente fina nestas zonas. A imagem apresentada corresponde à solução obtida com a malha P3, o esquema de discretização da derivada temporal é o backward de 2ª ordem implícito e o valor do passo de tempo é $\Delta t = 0,001$ s. Foram obtidos resultados semelhantes com as outras malhas e esquemas.

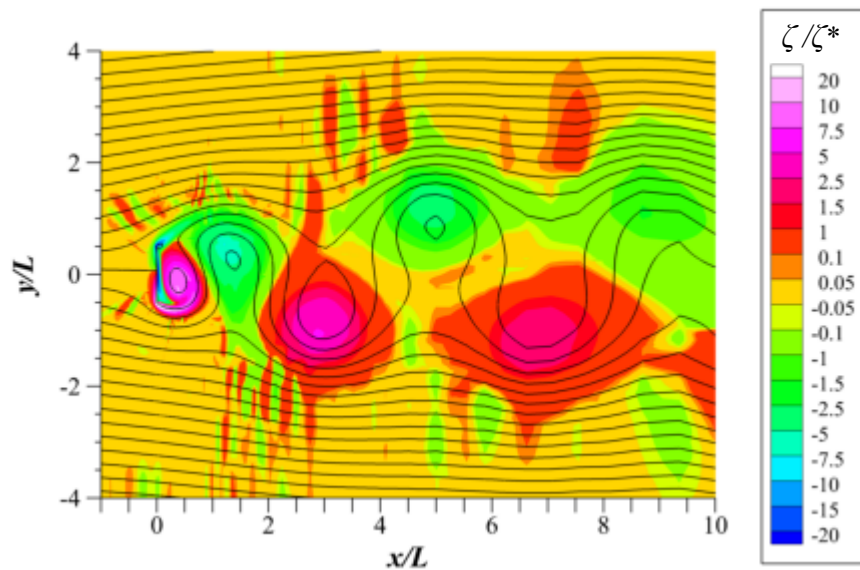


Figura 3.29 – Vorticidade e linhas de corrente no instante $t = 180$ s.

3.3. Conclusões

Os resultados obtidos com os dois códigos numéricos do OpenFOAM estudados neste capítulo, simpleFoam e icoFoam, estão em sintonia com os resultados de outros autores.

Relativamente ao problema do escoamento no interior da cavidade:

- Os resultados do simpleFoam não são tão precisos como aqueles encontrados em Bruneau *et al.* [5], ou Botella e Peyret [2], até porque a malha utilizada por estes autores é mais refinada; mas garante uma solução com o mesmo número de casas decimais significativas que as soluções apresentadas por Eça *et al.* [16] com os códigos FLUENT e FullCReM.
- Verificou-se que devem ser utilizados coeficientes de relaxação em torno de $\alpha_U = 0,8$ e $\alpha_p = 0,3$.

Relativamente ao escoamento em torno de uma placa plana perpendicular ao escoamento:

- Não existem diferenças significativas na solução quando se altera o esquema de discretização da derivada temporal.
- Verificou-se que a malha não é suficientemente fina em determinadas zonas do domínio, pelo que o domínio deve ser discretizado de outra forma.
- Os valores máximos e mínimos do coeficiente de arrasto têm flutuações, que podem ser devido ao código numérico, à malha, ou até mesmo uma característica do próprio escoamento.
- Este caso permitiu verificar para um caso não estacionário a precisão de resultados que se pode esperar com o OpenFOAM.

Capítulo 4

Validação do OpenFOAM em escoamentos com superfície livre

No presente capítulo é feito um estudo de verificação do código numérico interFoam em escoamentos bifásicos. É analisado primeiramente o fenómeno de instabilidade de Rayleigh-Taylor, em que se verifica a influência da tensão superficial na solução final. Em seguida é estudado o caso do colapso de uma coluna de água no interior de uma cuba; é utilizada como referência a experiência realizada por Koshizuka *et al.* [21], que consiste em dois ensaios: um sem obstáculo e outro com obstáculo. Em seguida modelou-se a experiência realizada por Ozmen-Kagatay e Kocaman [28], onde se utiliza um canal com um obstáculo trapezoidal a jusante de um reservatório de água.

4.1. Instabilidades de Rayleigh-Taylor

A instabilidade de Rayleigh-Taylor é um fenómeno que ocorre na interface de dois fluidos com densidades diferentes mas muito próximas; esta interface torna-se instável quando sujeita a uma aceleração, por exemplo da gravidade, dirigida do fluido mais denso para o menos denso. Neste estudo considerou-se a configuração utilizada por Didier [14], Pucket *et al.* [29] e Raessi *et al.* [30], em que é criada uma perturbação na superfície livre no instante inicial.

4.1.1. Geometria do caso, propriedades dos fluidos, condições de fronteira e iniciais

O caso testado consiste num escoamento bidimensional num domínio rectangular, preenchido com dois fluidos que ocupam exactamente o mesmo volume, sendo que o fluido mais pesado ocupa a parte superior do domínio. É analisada a evolução de uma perturbação inicial com a forma de um cosseno, com 0,05 m de amplitude e comprimento de onda igual à largura do domínio, $L = 1$ m (dimensão característica); a geometria do problema encontra-se esquematizada na Figura 4.1.

A densidade do fluido mais pesado e do fluido mais leve são respectivamente, $\rho_1 = 1,225 \text{ kg/m}^3$ e $\rho_2 = 0,1694 \text{ kg/m}^3$, e a viscosidade dinâmica é a mesma nos dois fluidos, $\mu_1 = \mu_2 = 3,13 \times 10^{-3} \text{ kg/m s}$. A tensão superficial e a aceleração da gravidade são respectivamente, $\sigma = 0,1337 \text{ N/m}$ e $g = 9,81 \text{ m/s}^2$. As simulações foram efectuadas com e sem tensão superficial.

Nas paredes esquerda e direita do domínio foi imposta a condição de simetria. No topo e no fundo do domínio foram impostas as condições de escorregamento para a velocidade, e a condição de gradiente nulo para a pressão e para a fracção de volume. Inicialmente, os campos de velocidade e de pressão no interior do domínio são nulos e a posição da superfície livre é definida pelo vector posição: $\vec{R}(x) = x\vec{i} - 0,05 \cos(2\pi x/L)\vec{j}$.

A posição da superfície livre segundo o eixo vertical, H , é medida a partir da origem do referencial cartesiano, como se ilustra na Figura 4.1.

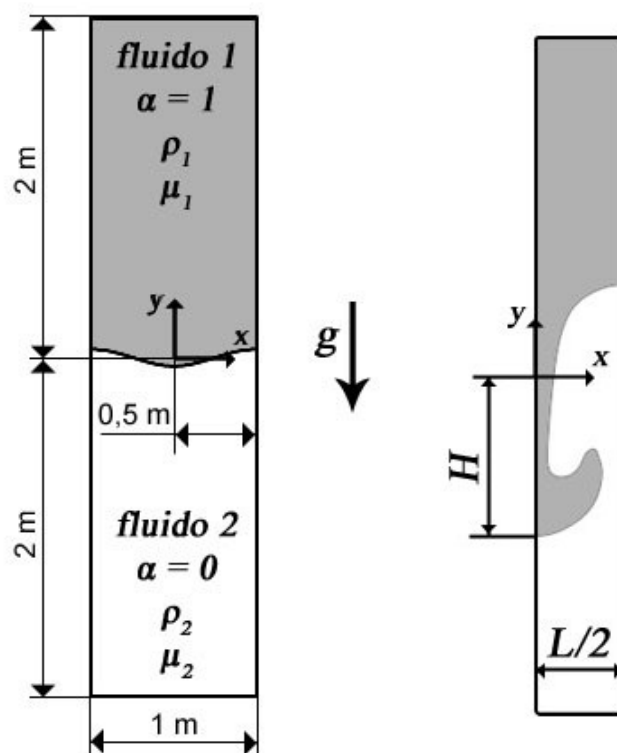


Figura 4.1 – Geometria do problema da instabilidade de Rayleigh-Taylor.

4.1.2. Malhas utilizadas e esquemas numéricos

Foram utilizadas cinco malhas ortogonais com diferentes refinamentos. As malhas RT1, RT2 e RT3 representam apenas metade do domínio, dividido pelo eixo de simetria vertical; as malhas RT4 e RT5 discretizam a totalidade do domínio físico considerado. A malha RT4 foi discretizada para que a fronteira dos volumes de controlo seguisse o contorno da perturbação inicial imposta na superfície livre. Na caracterização feita na Tabela 4.1, n_x e n_y , são respectivamente o número de volumes de controlo segundo o eixo x e segundo o eixo y ; Δt é o passo de tempo fixo utilizado nas simulações para cada uma das malhas. Na Figura 4.2 estão representadas em pormenor as malhas RT1, RT2, RT3 e RT4; a malha RT5 não se encontra representada pois é idêntica à malha RT2.

Tabela 4.1 – Caracterização das malhas e do passo de tempo utilizado

Malha	n_x	n_y	Domínio	Volumes de controlo	Δt (s)
RT1	32	256	Simetria	8192	0,001
RT2	64	512	Simetria	32768	0,0005
RT3	128	1024	Simetria	131072	0,00025
RT4	100	400	Completo	40000	0,0005
RT5	128	512	Completo	65536	0,0005

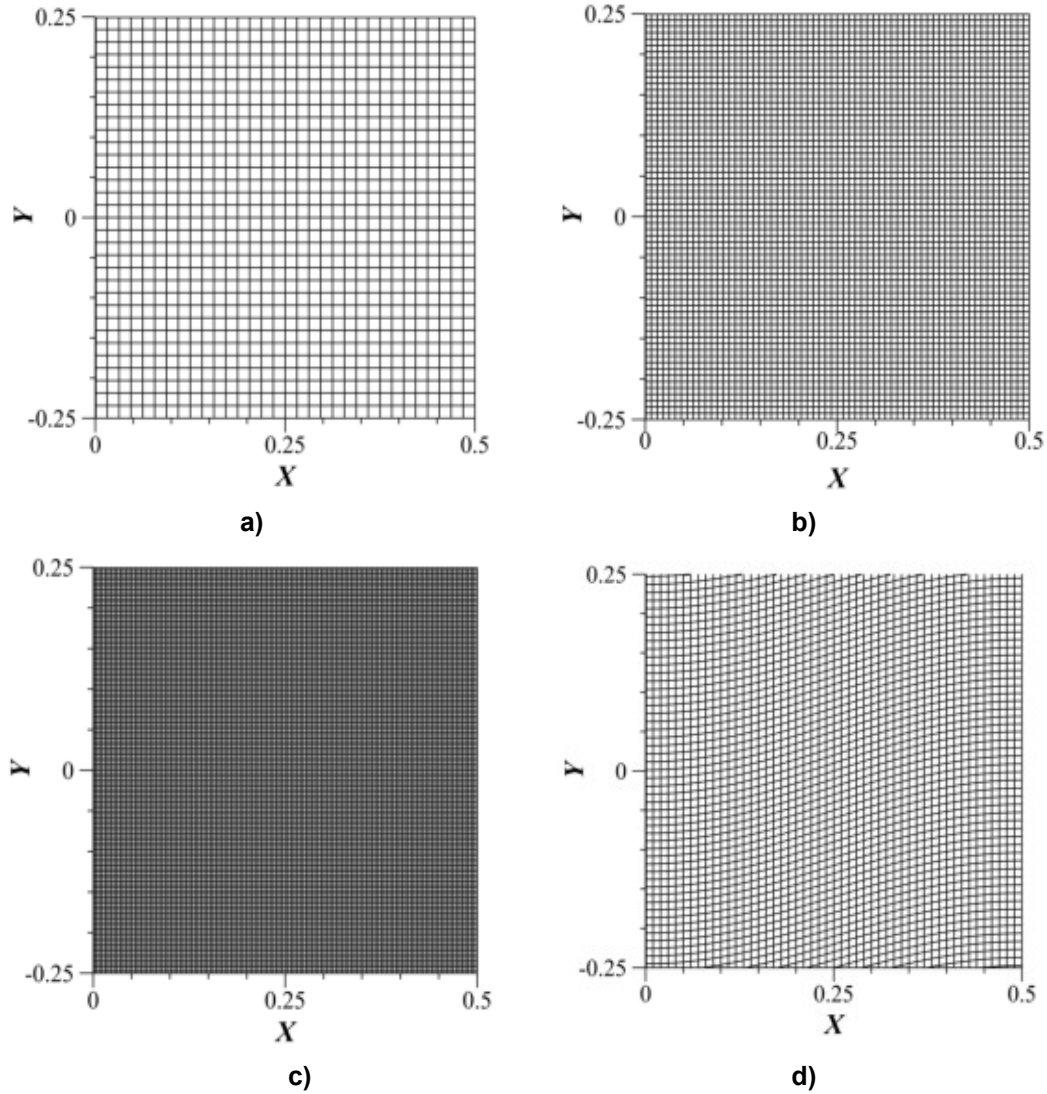


Figura 4.2 – Malhas utilizadas: a) malha RT1; b) malha RT2; c) malha RT3 d) malha RT4.

Para a derivada temporal utilizou-se o esquema de discretização Euler. Para os termos difusivos utilizou-se o esquema de discretização Gauss com interpolação linear. Foi utilizado o método Gauss para discretizar os termos convectivos; o termo da velocidade foi interpolado com o esquema limitedLinearV 1, o termo da fracção de volume foi interpolado com o esquema vanLeer e o termo responsável pela compressão da interface das duas fases foi interpolado com o esquema interfaceCompression. Os termos laplacianos foram discretizados e interpolados com o esquema Gauss linear corrected.

A equação da pressão foi resolvida com o PCG *linear-solver* usando o pré-condicionador DIC; a equação da velocidade foi resolvida com o PBiCG *linear-solver* com o pré-condicionador DILU; como critério de paragem dos processos iterativos considerou-se uma diminuição de sete ordens de grandeza nos resíduos de cada uma das equações. O algoritmo PISO é responsável pelo acoplamento das equações da velocidade e pressão; utilizaram-se dois passos correctores. Os coeficientes de relaxação da pressão e da velocidade são, respectivamente, $\alpha_p = 0,3$ e $\alpha_U = 0,8$.

4.1.3. Apresentação de resultados

Dada a natureza do método VoF, não existe um método exacto para definir a posição da superfície livre. O método mais correcto para determiná-la consiste em integrar a fracção de volume, α , ao longo de uma linha; um método mais simples é considerar a superfície livre definida pelo conjunto de pontos em que $\alpha = 0,5$. Os dois métodos foram testados e verificou-se que praticamente não existe diferença na solução; os resultados obtidos com os diferentes métodos estão representados na Figura 4.12 do subcapítulo 4.2.3. Se nada for dito em contrário, todos os dados relativos à determinação da posição da superfície livre utilizando o OpenFOAM e que são apresentados neste trabalho foram obtidos com o método de integração.

Em seguida, são apresentados os resultados das simulações com e sem tensão superficial. A escala de tempo foi adimensionalizada com $t^* = \sqrt{L/g}$ e vale $t^* = 0,319$ s; a posição da superfície livre foi adimensionalizada com a dimensão característica do problema, H/L .

Na Figura 4.3 está representada a evolução da posição da superfície livre no eixo vertical do domínio ao longo do tempo, para as diferentes malhas. Verifica-se que na ausência de tensão superficial a frente de bolha propaga-se mais depressa. Os resultados obtidos com as diferentes malhas são muito parecidos no início do escoamento, mas à medida que a velocidade da frente de bolha aumenta, as soluções vão divergindo umas das outras. Nos resultados com tensão superficial, a malha RT3 é a que se destaca mais das outras; nos resultados sem tensão superficial, as malhas RT2, RT3 e RT5, apresentam uma solução muito parecida.

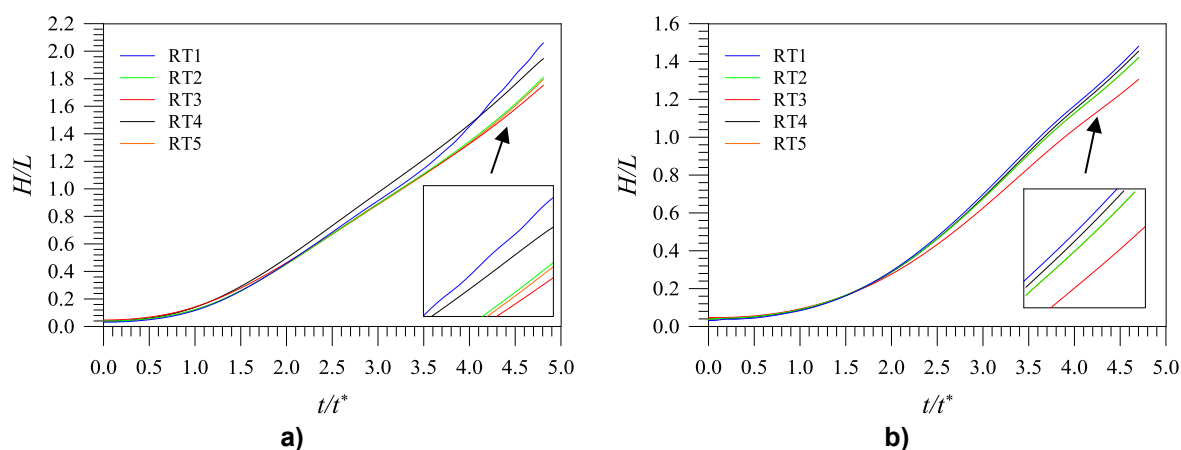


Figura 4.3 - Evolução da posição da superfície livre no eixo do domínio ao longo do tempo: a) sem tensão superficial; b) com tensão superficial.

Na Figura 4.4 está representada a evolução da superfície livre na “parede” do domínio ao longo do tempo. Na ausência de tensão superficial, as soluções obtidas com as malhas mais grosseiras apresentam um comportamento estranho, como se verifica na Figura 4.4 a); vale a pena referir que a malha RT4, isto é, a malha cujos elementos seguem a forma inicial da superfície livre, dá resultados idênticos aos da malha mais fina, RT3. Os resultados alcançados com tensão superficial, Figura 4.4 b), são todos muito idênticos e nas malhas mais grosseiras já não se verifica o fenómeno anterior; a tensão superficial deve de alguma maneira contribuir para o aumento da estabilidade da superfície livre nas malhas mais grosseiras. É interessante referir que para as malhas RT4 e RT5, os resultados

obtidos nas duas “paredes” do domínio são idênticos; fica assim verificada a capacidade do OpenFOAM conservar a simetria da solução.

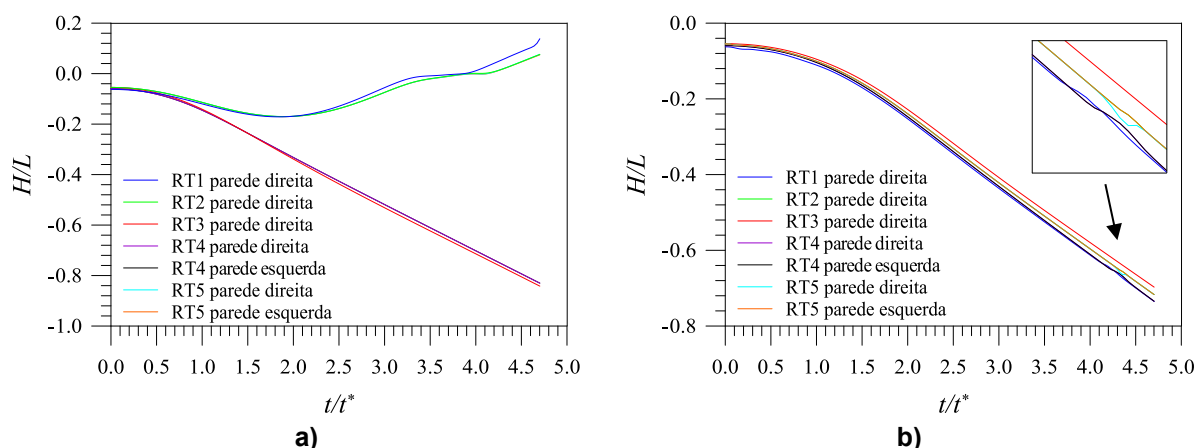


Figura 4.4 – Evolução da superfície livre na “parede” do domínio ao longo do tempo: a) sem tensão superficial; b) com tensão superficial.

Na Figura 4.5 está representado em pormenor a solução obtida sem tensão superficial no instante de tempo $t = 1,3$ s, para diferentes malhas. Tal como já foi referido, a ausência de tensão superficial amplifica o fenómeno de instabilidade entre os dois fluidos. Na Figura 4.5 d) e e), a solução aparenta ser simétrica. A solução é sensível ao refinamento da malha.

Na Figura 4.6 estão imagens da solução, sem tensão superficial alcançada com a malha RT3, tiradas em diferentes instantes. Sem tensão superficial a superfície livre tende a instabilizar em vários pontos dando origem a um escoamento bastante mais complexo, como se observa nas imagens.

Na Figura 4.7 está representado em pormenor a solução obtida com tensão superficial no instante de tempo $t = 1,3$ s, para diferentes malhas. A simetria aparenta uma vez mais ser preservada, como se observa na Figura 4.7 d) e e). A solução é significativamente diferente da simulação sem tensão superficial.

Na Figura 4.8 representa-se a evolução da solução obtida na simulação com tensão superficial, utilizando a malha RT3, através de um conjunto de imagens tiradas em alguns instantes; a força que existe na interface dos dois fluidos torna o escoamento mais estável; mesmo quando o fluido se separa, dando origem a uma bolha, Figura 4.8 i), esta mantém uma forma arredondada sem irregularidades.

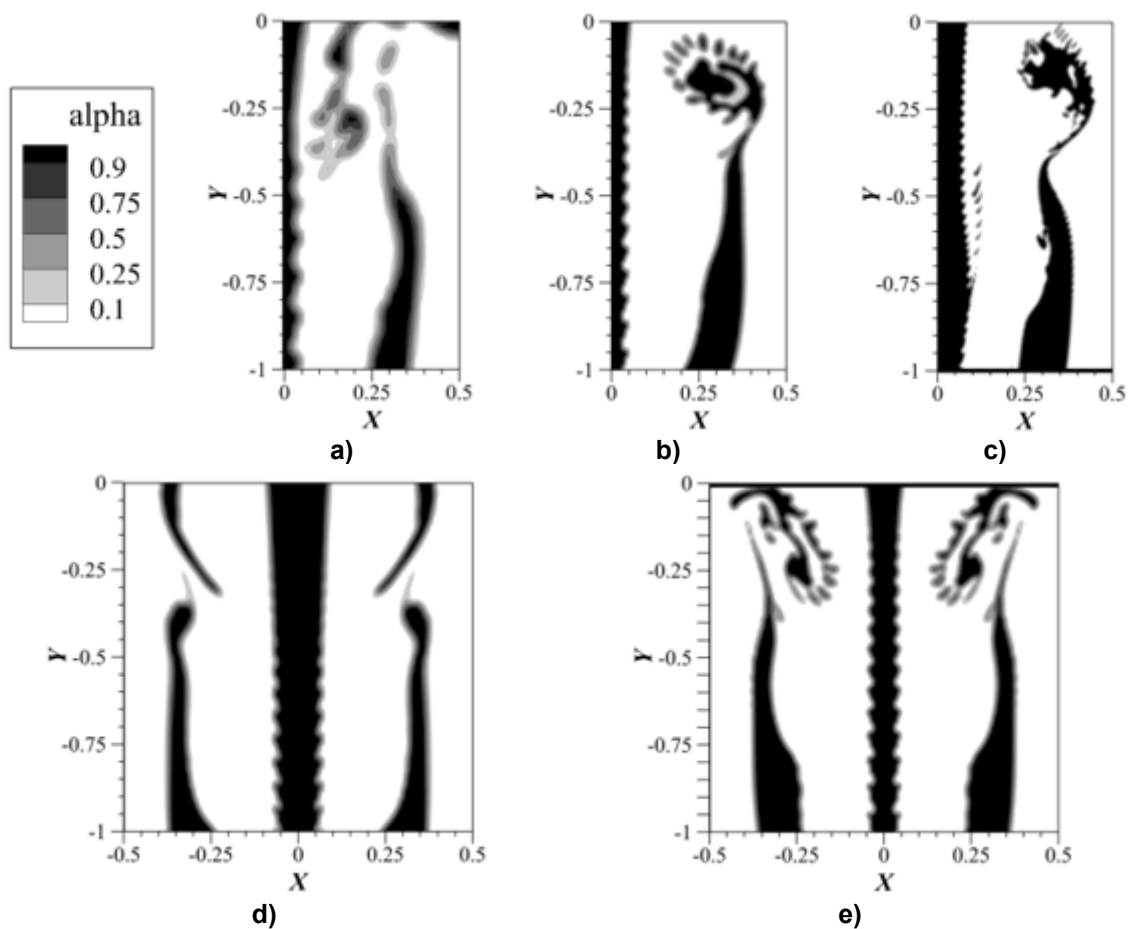


Figura 4.5 – Evolução da solução com o refinamento da malha, para a simulação sem tensão superficial, no instante $t = 1,3$ s: a) RT1; b) RT2; c) RT3; d) RT4; e) RT5.

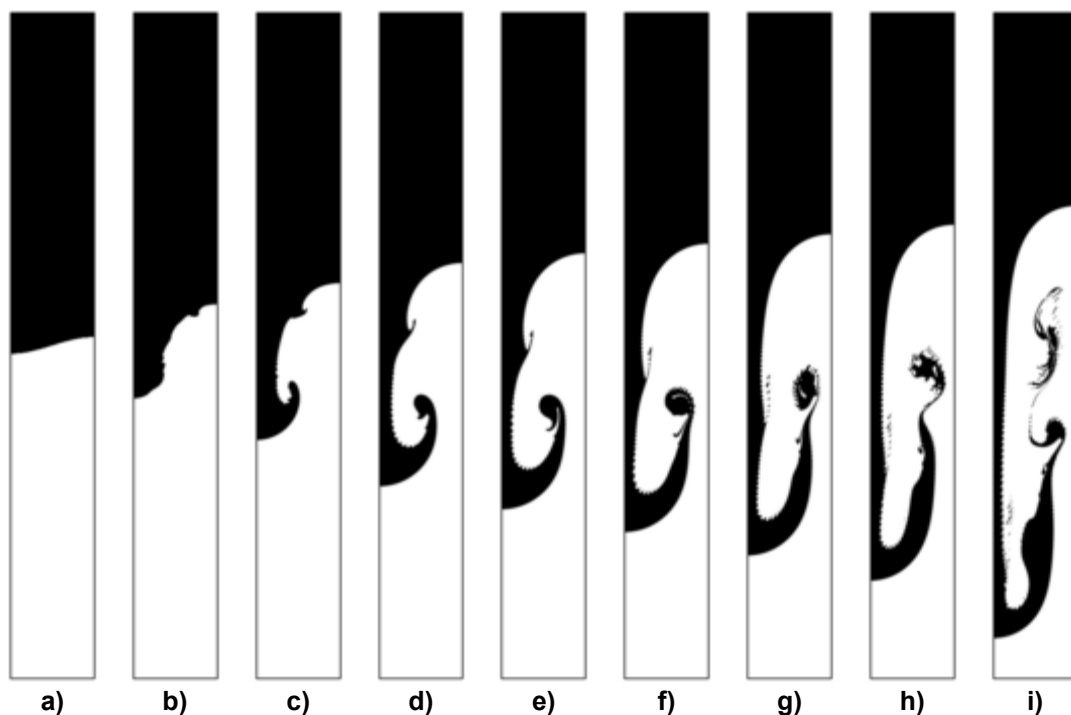


Figura 4.6 – Frente de bolha em diferentes instantes, sem tensão superficial: a) $t = 0$ s; b) $t = 0,5$ s; c) $t = 0,7$ s; d) $t = 0,9$ s; e) $t = 1,0$ s; f) $t = 1,1$ s; g) $t = 1,2$ s; h) $t = 1,3$ s; i) $t = 1,5$ s.

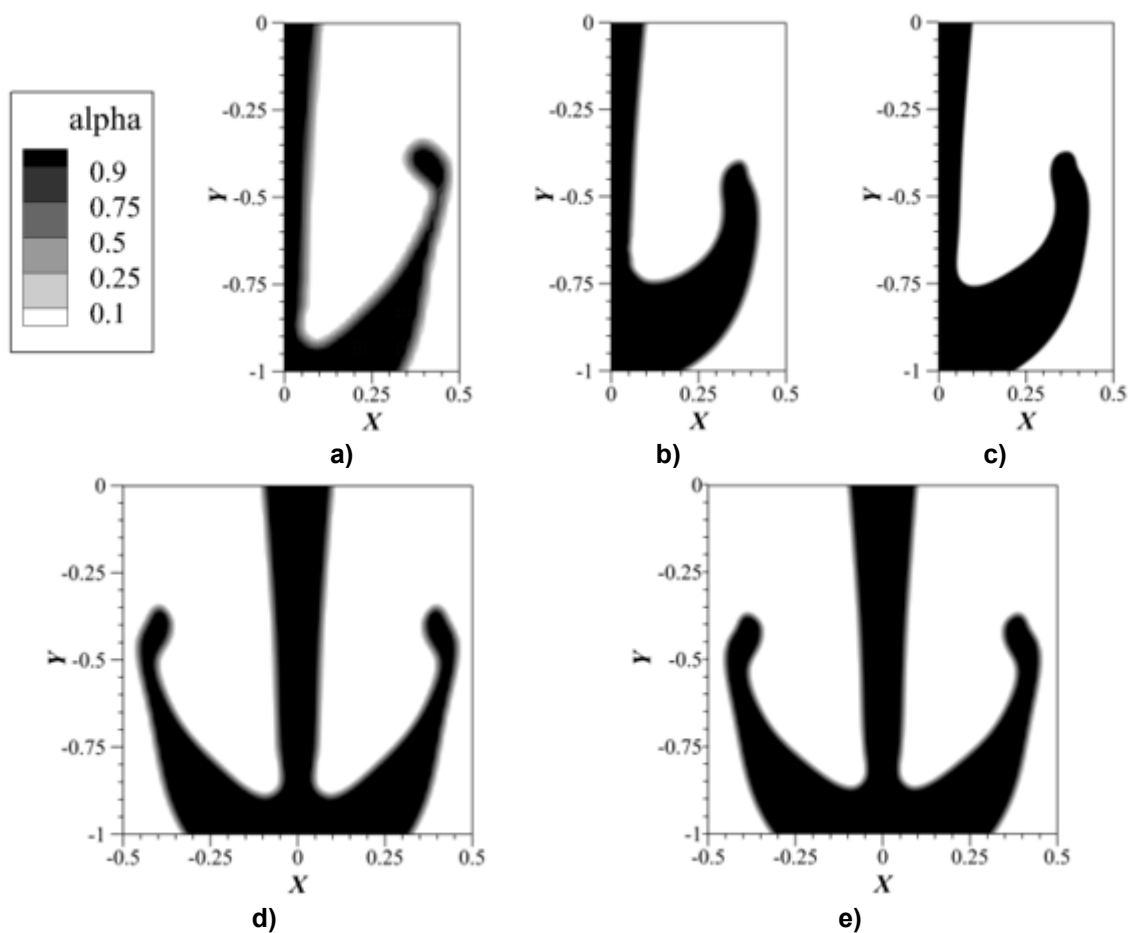


Figura 4.7 – Evolução da solução com o refinamento da malha, para a simulação com tensão superficial, no instante $t = 1,3$ s: a) RT1; b) RT2; c) RT3; d) RT4; e) RT5.

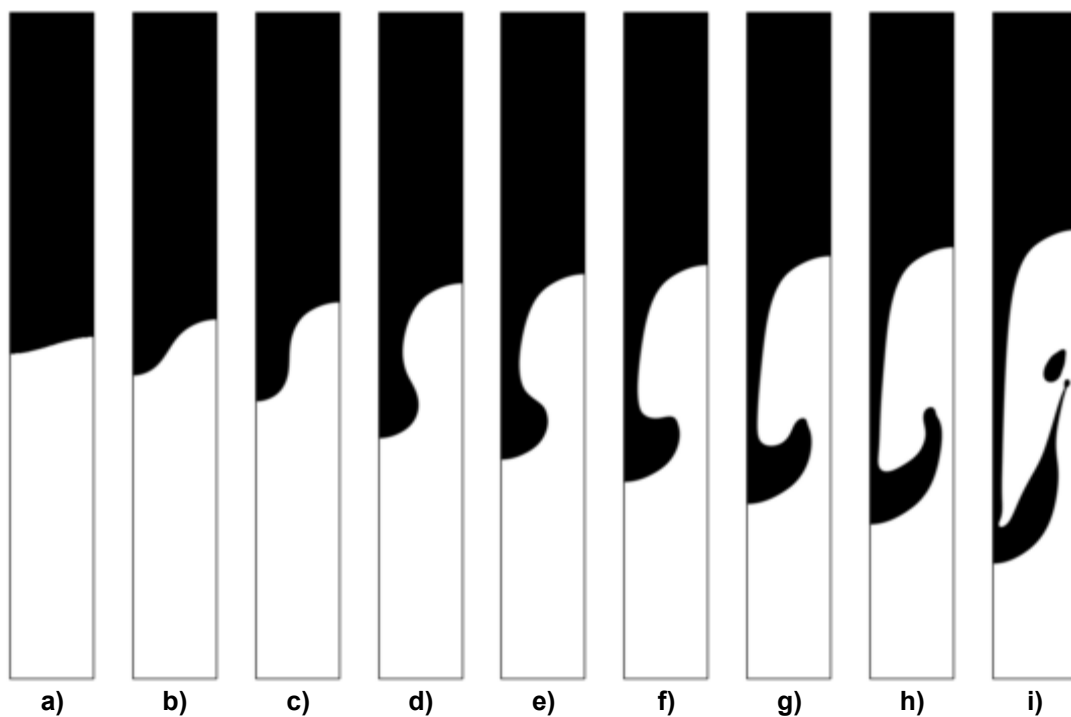


Figura 4.8 – Frente de bolha em diferentes instantes, com tensão superficial: a) $t = 0$ s; b) $t = 0,5$ s; c) $t = 0,7$ s; d) $t = 0,9$ s; e) $t = 1,0$ s; f) $t = 1,1$ s; g) $t = 1,2$ s; h) $t = 1,3$ s; i) $t = 1,5$ s.

4.2. Colapso de uma coluna de água numa cuba aberta

O colapso de uma coluna de água é um caso tradicional de verificação de códigos numéricos que solucionam escoamentos bifásicos. A facilidade com que se define este problema, combinada com a existência de muitos resultados numéricos e alguns resultados experimentais, fazem desta simulação uma excelente referência para validação de um novo código. Uma variante deste caso consiste em introduzir um obstáculo a jusante da coluna de água de forma a introduzir uma perturbação no escoamento.

4.2.1. Geometria dos dois casos testados, condições de fronteira e iniciais

No interior de uma cuba aberta no topo, existe uma coluna de água rodeada por ar. No instante inicial, a coluna de água é rectangular e encontra-se encostada à parede esquerda do domínio. Foram considerados dois casos cujas geometrias se encontram na Figura 4.9; as dimensões características indicadas nesta figura tomam os valores: $a = 0,146$ m e $d = 0,024$ m. Para a água considerou-se $\rho_{\text{água}} = 1000$ kg/m³ e $\nu_{\text{água}} = 10^{-6}$ m²/s; para o ar considerou-se $\rho_{\text{ar}} = 1,255$ kg/m³ e $\nu_{\text{ar}} = 1.48 \times 10^{-6}$ m²/s; a tensão superficial ar-água é $\sigma = 0,07$ kg/s².

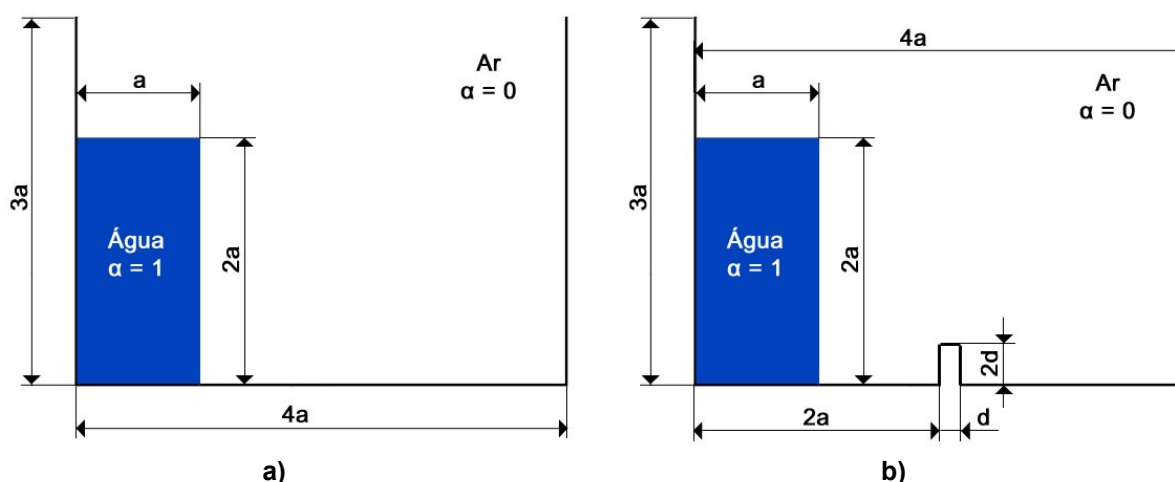


Figura 4.9 – Geometria do caso do colapso da coluna de água: a) sem obstáculo b) com obstáculo.

Nas paredes laterais e no fundo da cuba, aplicou-se a condição de escorregamento para a velocidade; para a pressão e para a fracção de volume, foi aplicada a condição de gradiente nulo na direcção normal à superfície. Considerou-se como pressão de referência a célula que se encontra no canto inferior esquerdo. No topo da cuba, a velocidade é calculada de acordo com o fluxo normal à fronteira; a condição de fronteira para a velocidade e para a pressão alterna entre um valor fixo ou gradiente nulo, dependendo da direcção da velocidade. É utilizada a condição de totalPressure para que a pressão na fronteira se modifique de acordo com a velocidade. Para a fracção de volume é imposta a condição inletOutlet, em que tudo pode sair do domínio, mas só pode entrar ar. Os campos de velocidade e de pressão são inicialmente nulos. A fracção de volume está distribuída de forma a criar uma coluna de fluido no canto inferior esquerdo da cuba, correspondente à água, com as dimensões indicadas na Figura 4.9.

4.2.2. Malhas utilizadas nos dois casos

Para o colapso da barragem sem obstáculo foram utilizadas quatro malhas ortogonais com diferentes refinamentos, com o objectivo de analisar a evolução da solução com o melhoramento da malha. A caracterização das malhas é feita na Tabela 4.2. e sua representação na Figura 4.10.

Tabela 4.2 – Caracterização das malhas do colapso da coluna de água sem obstáculo.

Malha	$\Delta x/a$	$\Delta y/a$	Volumes de controlo
B1	0,1	0,1	1200
B2	0,05	0,05	4800
B3	0,0333	0,0333	10800
B4	0,025	0,025	19200

Relativamente à caracterização efectuada na Tabela 4.2, $\Delta x/a$, é o comprimento segundo a direcção x dos volumes de controlo, Δx , adimensionalizado com a dimensão característica da coluna de água, a ; $\Delta y/a$ é um parâmetro análogo, mas para a direcção segundo y .

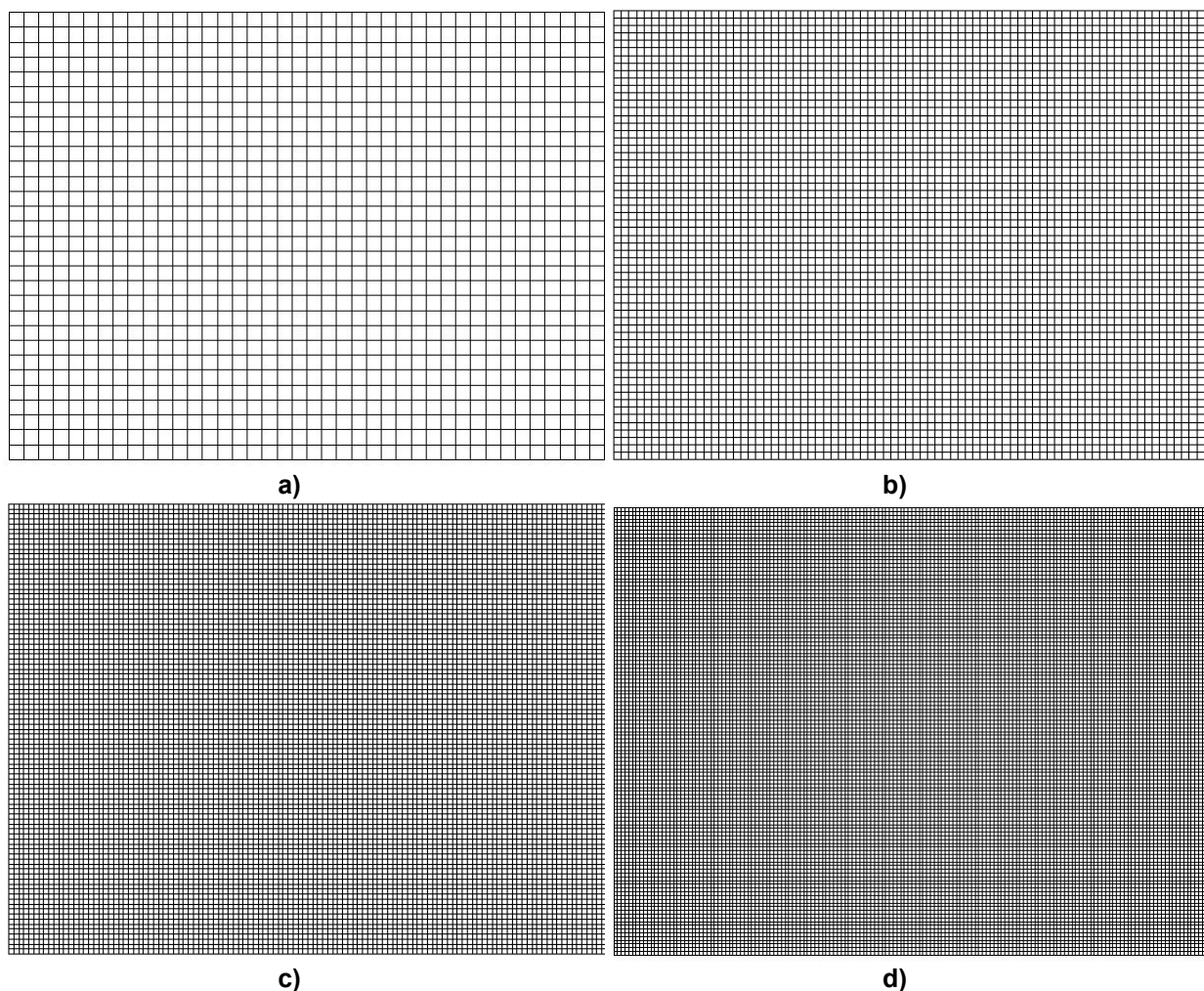


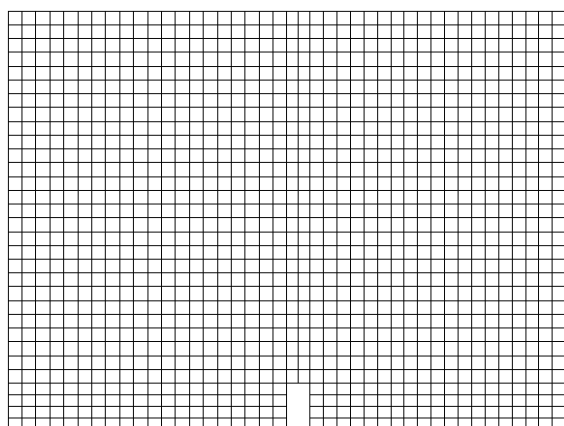
Figura 4.10 – Malhas do caso do colapso da coluna de água sem obstáculo: a) malha B1; b) malha B2; c) malha B3; d) malha B4.

No colapso da barragem com obstáculo também se utilizaram quatro malhas ortogonais para comparar a evolução da solução com o refinamento da malha. A caracterização e representação das malhas encontram-se respectivamente na Tabela 4.3 e na Figura 4.11.

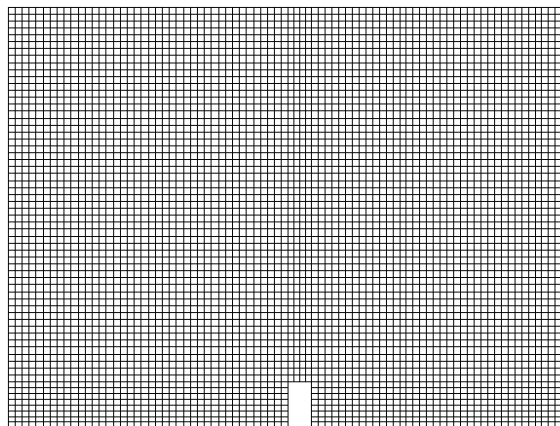
Tabela 4.3 – Caracterização das malhas do colapso da coluna de água com obstáculo.

Malha	n_{xm}	n_{xo}	n_{xj}	n_y	n_{yo}	Volumes de controlo
C1	20	2	19	31	4	1271
C2	40	4	38	62	8	5084
C3	60	6	57	93	12	11439
C4	80	8	76	124	16	20336

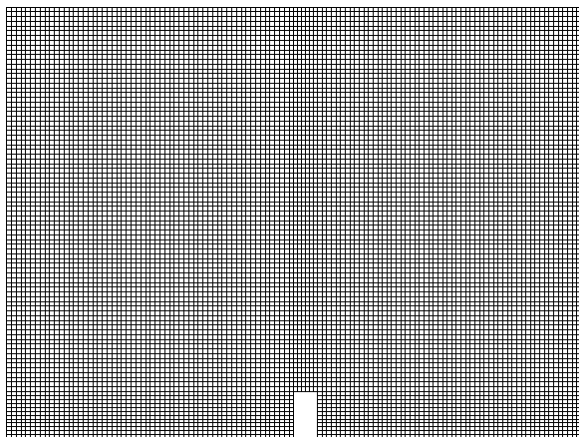
Relativamente à caracterização feita na Tabela 4.3, n_{xm} é o número de volumes a montante do obstáculo segundo a direcção x ; n_{xo} é o número de volumes que discretizam o obstáculo segundo a direcção x ; n_{xj} é o número de volumes a jusante do obstáculo segundo a direcção x ; n_y é o número de volumes de controlo segundo a direcção y ; n_{yo} é o número de volumes que discretizam o obstáculo segundo a direcção y .



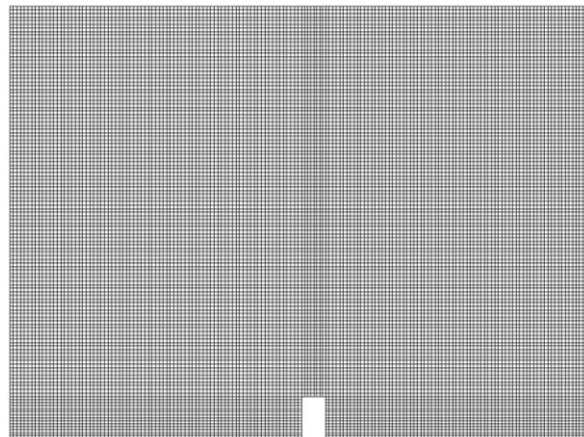
a)



b)



c)



d)

Figura 4.11 – Malhas utilizadas do colapso da coluna de água com obstáculo: a) malha C1; b) malha C2; c) malha C3; d) malha C4.

Para discretizar a derivada temporal utilizou-se o esquema Euler. Os termos difusivos foram discretizados com o esquema Gauss e as variáveis interpoladas com um esquema linear. O termo convectivo da velocidade foi discretizado com o esquema Gauss e interpolado com o esquema limitedLinearV 1; o termo convectivo da fracção de volume foi discretizado com o esquema Gauss e interpolado com o esquema vanLeer; o termo convectivo responsável pela compressão da fracção de volume foi discretizado com o esquema Gauss e interpolado com o método interfaceCompression. Os termos laplacianos foram discretizados e interpolados utilizando o método Gauss linear corrected.

Para resolver a equação da pressão utilizou-se o PCG *linear-solver* com o pré-condicionador DIC; para resolver a equação da velocidade utilizou-se o PBiCG *linear-solver* com o pré-condicionador DILU. Como critério de paragem do processo iterativo, considerou-se uma diminuição de sete ordens de grandeza para a pressão e de seis ordens de grandeza para a velocidade, face ao resíduo inicial. As equações foram acopladas com o algoritmo PISO utilizando três passos correctores. O passo de tempo da simulação foi controlado de maneira a que o número de Courant ($Co = \Delta t U/L$) máximo no domínio não excedesse $Co_{max} = 0,5$.

4.2.3. Apresentação de resultados da coluna de água sem obstáculo

Em seguida apresentam-se uma série de resultados obtidos para a coluna de água sem obstáculo; a nomenclatura utilizada neste problema e os possíveis métodos de determinação da posição da superfície livre encontram-se na Figura 4.12.

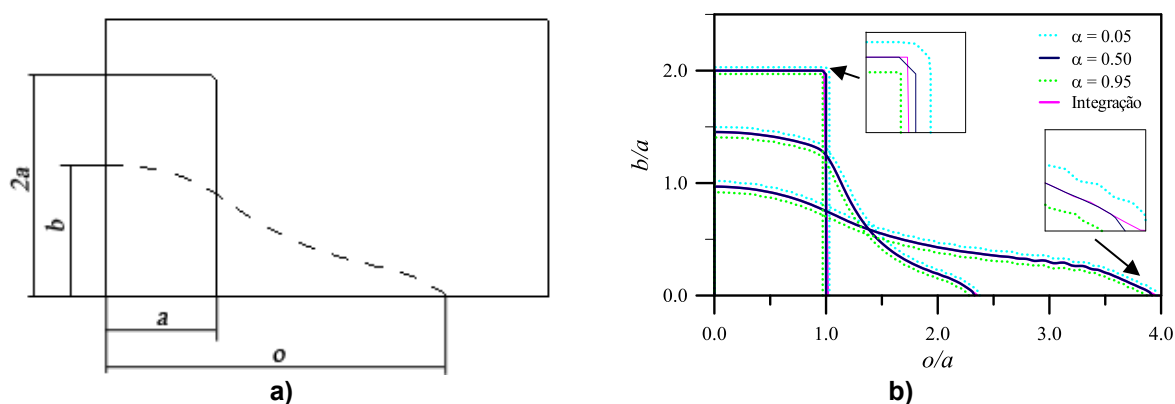


Figura 4.12 – Determinação da superfície livre da água: a) nomenclatura utilizada; b) critérios de determinação da posição da superfície livre da água.

Na Figura 4.13 compara-se a solução obtida no interFoam com a solução numérica obtida por Didier [14] e os resultados da experiência realizada por Martin e Moyce [25]. A posição da frente de onda adimensionalizada, o/a , em função do tempo adimensionalizado, $t\sqrt{2g/a}$ está representada na Figura 4.13 a); a evolução do nível da superfície livre adimensionalizada, $b/(2a)$, em função do tempo adimensionalizado, $t\sqrt{g/a}$, está representada na Figura 4.13 b). No caso do interFoam, a solução praticamente não varia com o refinamento da malha. Na Figura 4.13 a), a solução numérica obtida com o interFoam afasta-se ligeiramente dos dados experimentais, no entanto a forma da curva é idêntica; na Figura 4.13 b), os resultados alcançados com o interFoam correspondem aos dados experimentais e numéricos.

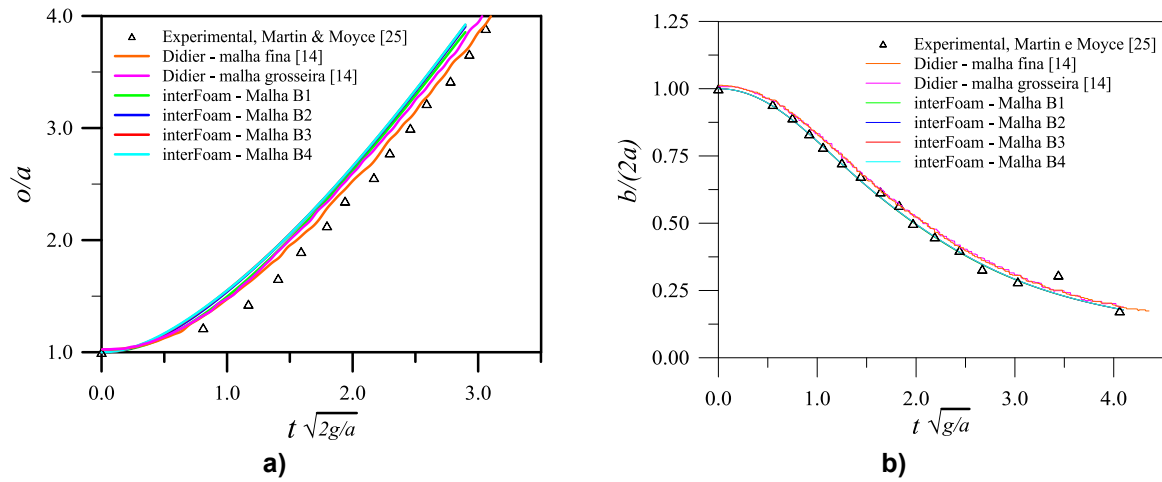


Figura 4.13 – Evolução da posição da superfície livre da água com o tempo: a) frente de onda; b) cota da superfície livre.

Foi seleccionado o instante de tempo, $t = 0,15$ s, para verificar como é que a solução evoluía com o refinamento da malha. Na Figura 4.14 a) está representada a solução obtida para a posição horizontal da superfície livre adimensional, o/a , em função do refinamento da malha, h_i/h_l ; na Figura 4.14 b) está a representada solução obtida para a cota da superfície livre adimensional, $b/(2a)$, em função do refinamento da malha, h_i/h_l . Existe uma alteração significativa na solução do parâmetro o/a com a passagem da malha B1 para B2; relativamente ao parâmetro $b/(2a)$, só existe alteração na terceira casa decimal do valor, pelo que não é possível detectar a diferença nos gráficos anteriores.

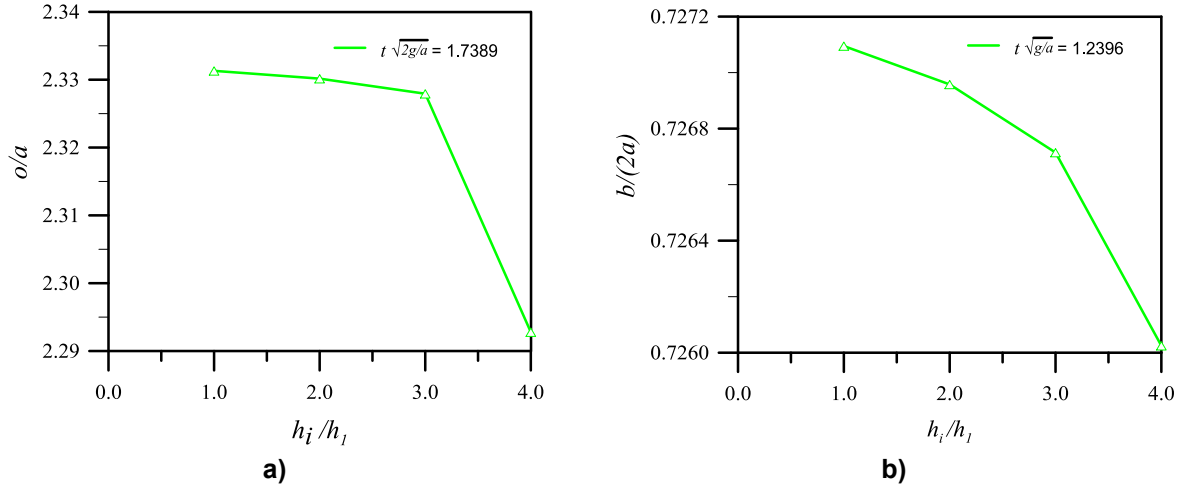


Figura 4.14 – Evolução da solução com o refinamento da malha: a) frente de onda b) cota da superfície livre.

Utilizando a malha B1, estudou-se a evolução da solução para o instante de tempo, $t = 0,15$ s, com a diminuição do número de Courant máximo. Na Figura 4.15 a) está representada a solução obtida para a posição horizontal da superfície livre adimensional, o/a , em função do número de Courant máximo, Co_{max} ; na Figura 4.15 b) está representada a solução obtida para a cota da superfície livre adimensional, $b/(2a)$, em função do número de Courant máximo, Co_{max} . À medida que se aumenta a precisão no passo de tempo, os valores dos parâmetros adimensionais diminuem; quando se melhora a precisão da malha, o efeito é exactamente o oposto.

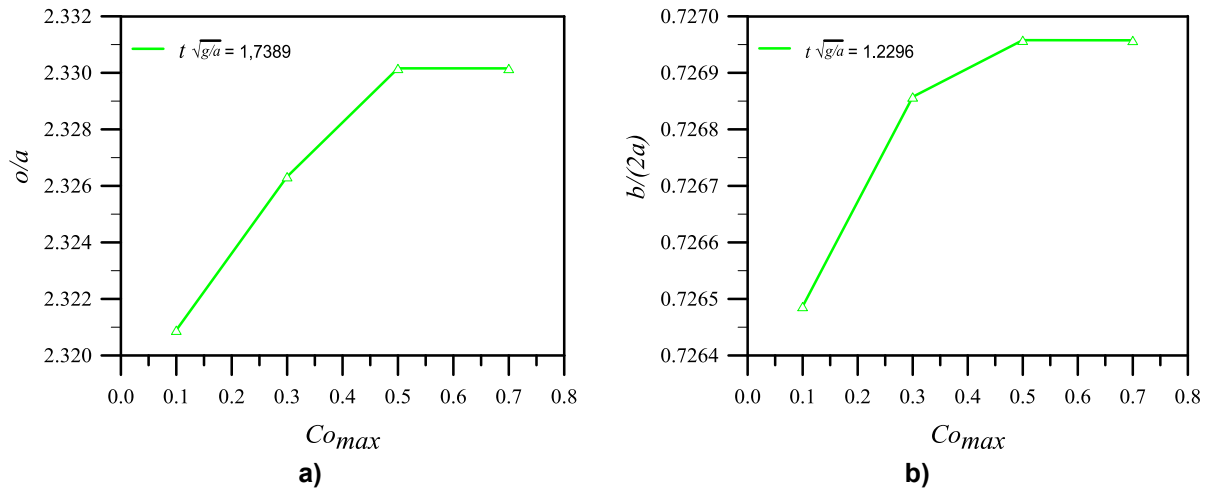


Figura 4.15 – Evolução da solução com a variação do número de Courant máximo: a) posição da frente de onda; b) cota da superfície livre.

Na Figura 4.16 está representada a distribuição da fracção de volume, no canto inferior direito da cuba, no instante de tempo $t = 0,8$ s. A solução obtida com a malha B1 é a única em que não se consegue definir com clareza a superfície livre, pois a malha é demasiado grosseira. A superfície livre fica definida no máximo por quatro volumes de controlo, o que é bastante satisfatório.

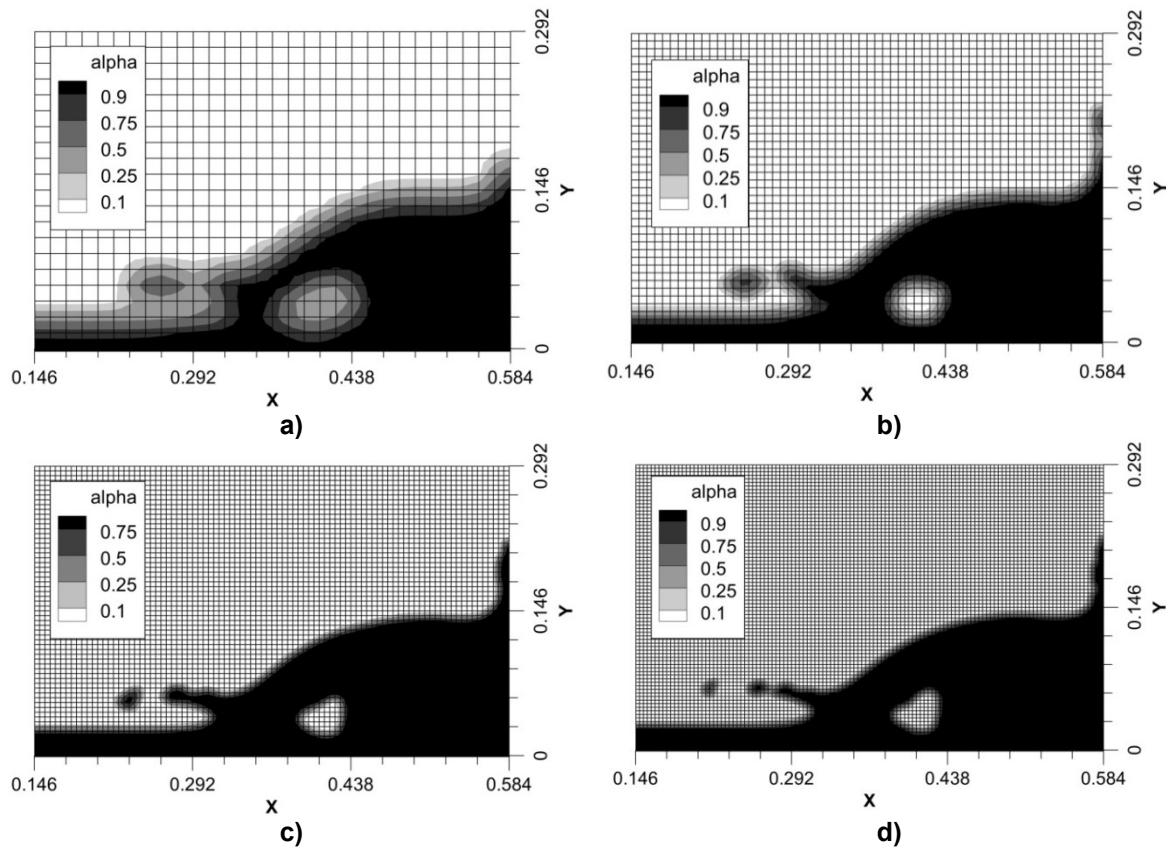
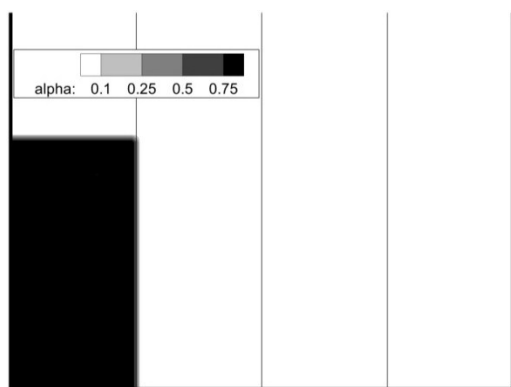
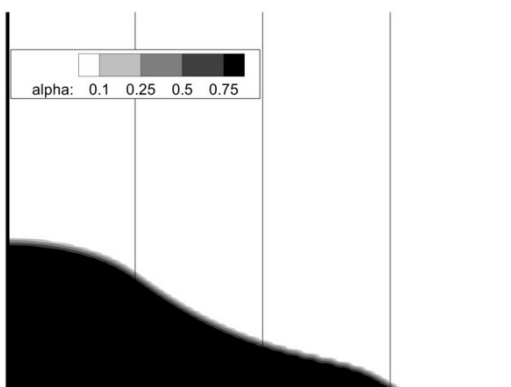
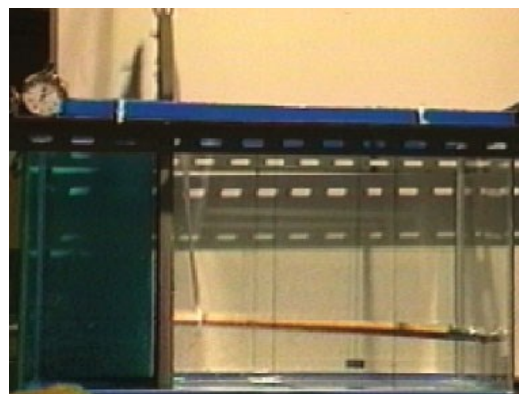


Figura 4.16 – Dispersão da fracção de volume no instante de tempo $t = 0,8$ s: a) malha B1; b) malha B2; c) malha B3; d) malha B4.

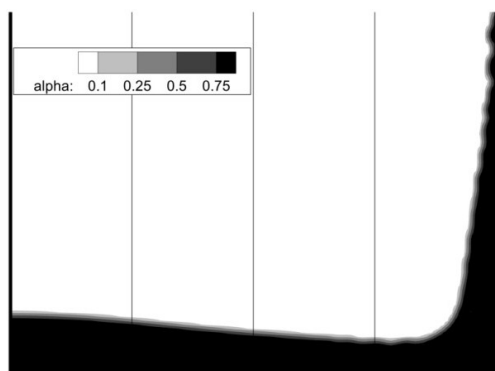
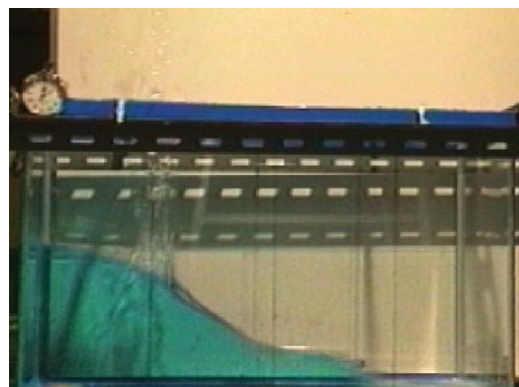
Em seguida comparam-se os resultados alcançados usando a malha B3, com as fotografias da experiência realizada por Koshizuka *et al.* [21]. As fotografias das Figura 4.17 e 4.18 correspondem aos instantes de tempo: $t = 0$ s, $t = 0,2$ s, $t = 0,4$ s, $t = 0,6$ s, $t = 0,8$ s e $t = 1,0$ s.



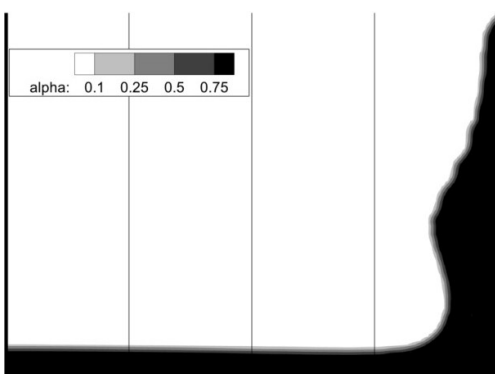
a)



b)



c)



d)

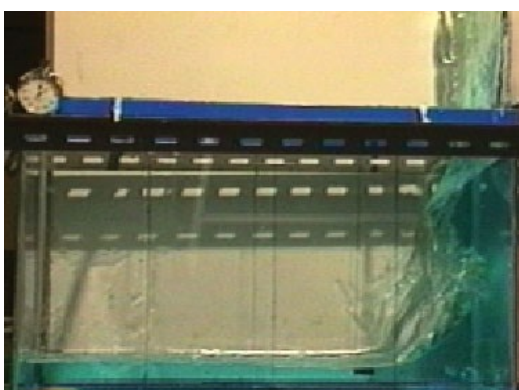


Figura 4.17 – Comparação entre os resultados numéricos obtidos no OpenFOAM com fotografias do ensaio experimental [21]: a) $t = 0$ s; b) $t = 0,2$ s; c) $t = 0,4$ s; d) $t = 0,6$ s.

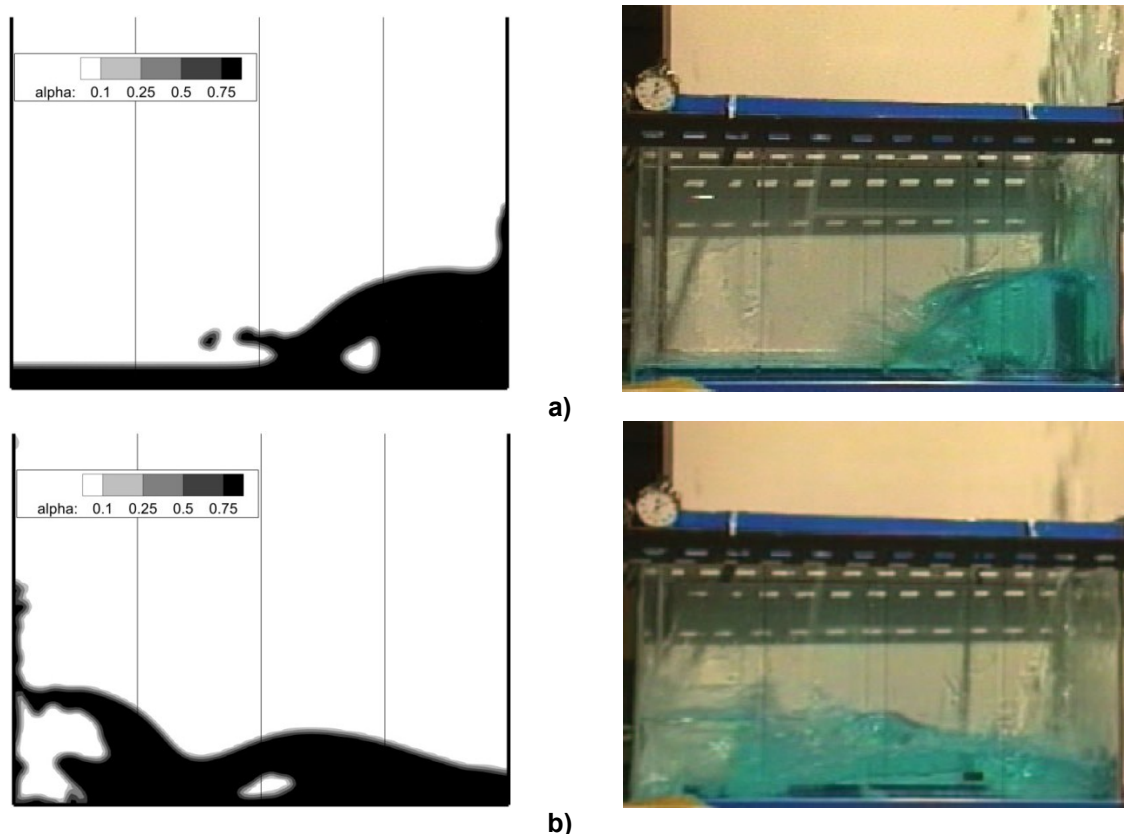


Figura 4.18 - Comparação entre os resultados numéricos obtidos no OpenFOAM com fotografias do ensaio experimental [21]: a) $t = 0,8$ s; b) $t = 1,0$ s.

A solução numérica acompanha com exactidão cada instante de tempo dos resultados experimentais, o que é bastante positivo. Devido à complexidade do escoamento e às fortes deformações da superfície livre, no instante $t = 0,8$ s a solução numérica possui uma bolha de ar que não é visível na experiência; no instante $t = 1$ s a simulação numérica apresenta duas bolhas de ar, mas na experiência apenas se vê a bolha do canto inferior esquerdo. Não obstante, o resultado obtido no OpenFOAM é bastante interessante e vai de encontro às soluções típicas obtidas por outros códigos numéricos.

4.2.4. Apresentação de resultados da coluna de água com obstáculo

Na Figura 4.19 está representada a dispersão da fracção de volume no instante de tempo, $t = 0,5$ s, para as diferentes malhas. Verifica-se que a malha C1 é demasiado grosseira para dar uma solução satisfatória e a superfície livre na zona junto à parede direita sofre pequenas modificações à medida que se vai refinando a malha. Excluindo a solução obtida com a malha mais grosseira, constata-se que a superfície livre fica definida no máximo ao longo de quatro volumes de controlo, o que é bastante satisfatório.

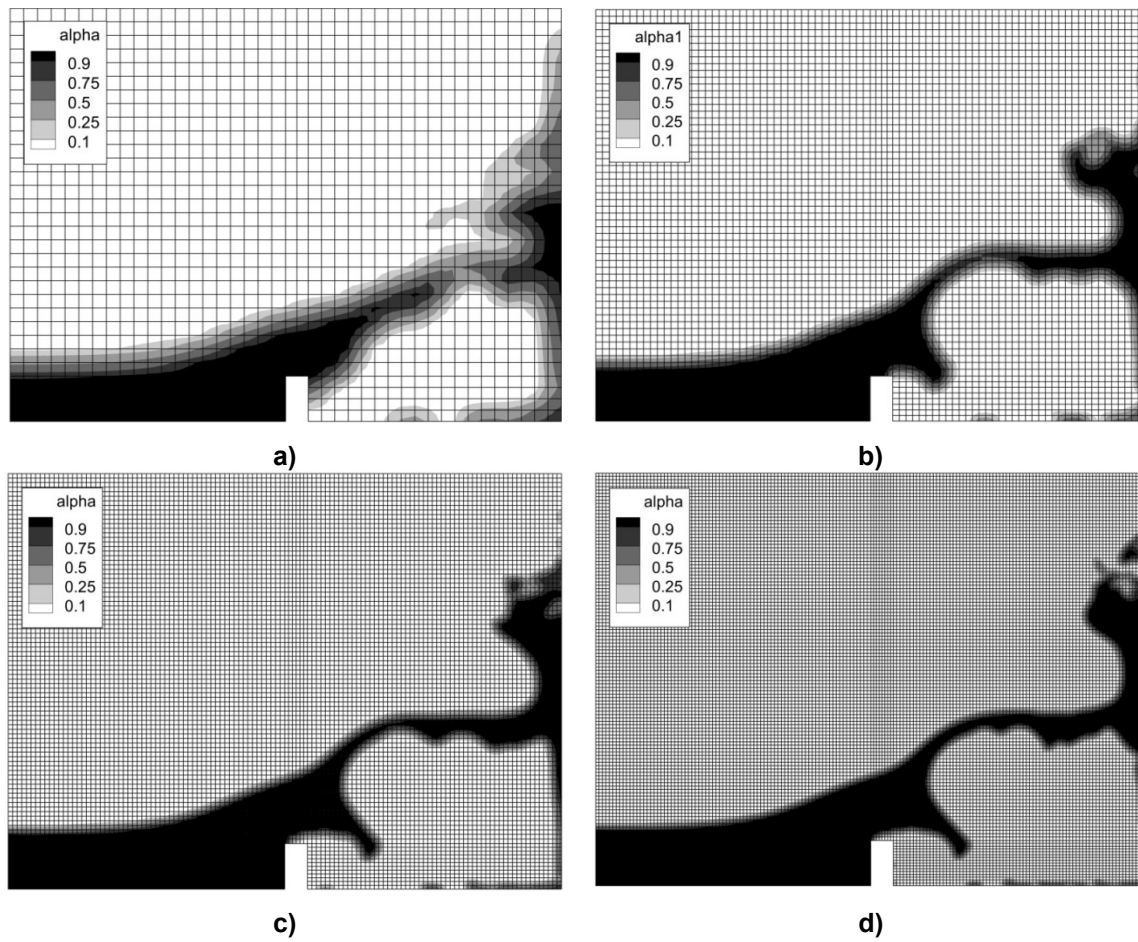


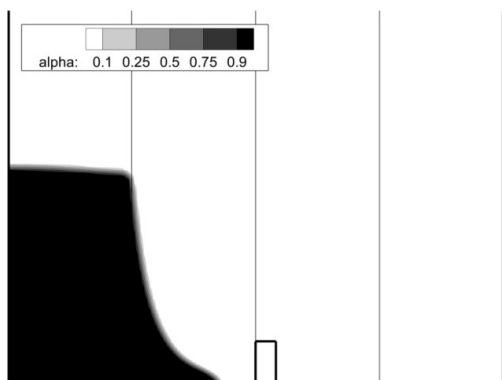
Figura 4.19 – Dispersão da fracção de volume no instante de tempo $t = 0,5$ s: a) malha C1; b) malha C2; c) malha C3; d) malha C4.

Os dados existentes permitem apenas comparar visualmente a solução obtida para cada instante de tempo, pelo que são meramente qualitativos. Nas Figura 4.20, 4.21 e 4.22 estão representados os resultados numéricos obtidos com o interFoam com a malha mais refinada, C4, e as fotografias da experiência realizada por Koshizuka *et al.* [21] tiradas em diferentes instantes de tempo.

Como se verifica nas Figuras 4.21 e 4.22, em cada instante existem semelhanças entre a solução obtida pelo método numérico e as fotografias do ensaio experimental, o que leva a crer que este método modela bem o regime transitório de escoamentos bifásicos.



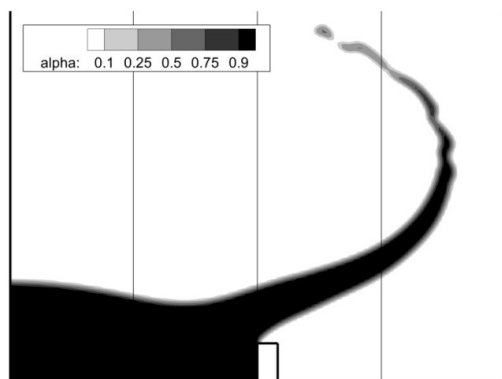
Figura 4.20 - Comparação entre a solução numérica obtida no OpenFOAM com a fotografia de um ensaio experimental [21] no instante inicial.



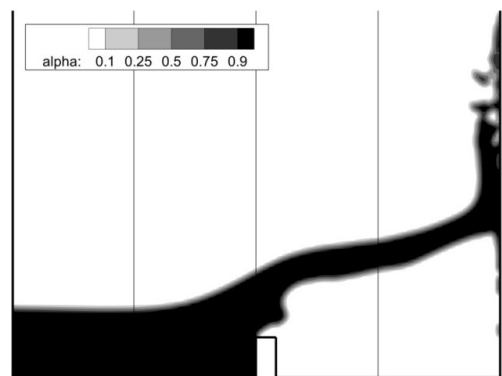
a)



b)



c)



d)

Figura 4.21 – Comparação entre os resultados numéricos obtidos no OpenFOAM com fotografias de um ensaio experimental [21]: a) $t = 0,1$ s; b) $t = 0,2$ s; c) $t = 0,3$ s; d) $t = 0,4$ s;



Figura 4.22 - Comparação entre a solução numérica obtida no OpenFOAM com a fotografia de um ensaio experimental [21] no instante $t = 0,5s$.

4.3. Colapso de um reservatório de água com obstáculo trapezoidal

O colapso repentino de uma barragem, ou de um dique, cria a jusante uma onda de inundação que pode ter consequências catastróficas, como aconteceu em Nova Orleães após a passagem do furacão Katrina. O escoamento é altamente influenciado pela topografia do terreno, edifícios e outras estruturas construídas pelo homem. A interacção da frente de onda de inundação com as irregularidades do terreno, ou estruturas, gera ondas de reflexão que alteram o escoamento, tornando-o bastante imprevisível. Existe muito interesse em possuir modelos numéricos que prevejam o impacto causado pela ruptura de uma barragem, ou dique, num dado local. O caso de teste é bastante mais simples, no fundo acaba por ser um volume de água paralelepípedo, inicialmente em repouso, com um obstáculo trapezoidal a jusante. O objectivo é verificar a solução obtida com o OpenFOAM, comparando-a com os resultados experimentais de Ozmen-Cagatay e Kocaman [28]

4.3.1. Geometria do caso, condições de fronteira e iniciais

Um canal com um comprimento de 8,9 m e com uma altura de 0,3 m, possui inicialmente um volume de água com um comprimento de 4,65 m e uma altura de 0,25 m; o restante canal está preenchido por ar. A jusante do reservatório de água existe um obstáculo trapezoidal simétrico, com uma base maior de 1 m, base menor de 0,3 m e uma altura de 0,075 m. A geometria encontra-se representada na Figura 4.23. Para a água considerou-se $\rho_{\text{água}} = 1000 \text{ kg/m}^3$ e $\nu_{\text{água}} = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$; para o ar considerou-se $\rho_{\text{ar}} = 1,255 \text{ kg/m}^3$ e $\nu_{\text{ar}} = 1.48 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. A tensão superficial entre os dois fluidos é $\sigma = 0,7 \text{ kg/s}^2$.

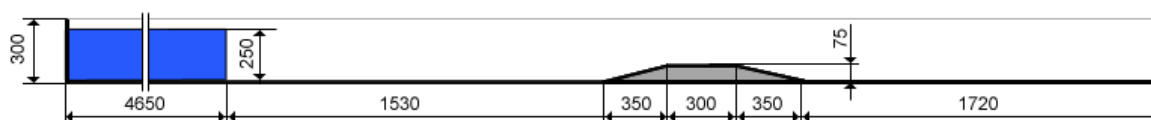


Figura 4.23 – Geometria do caso do colapso do reservatório de água com obstáculo trapezoidal, dimensões em mm.

Foi aplicado o modelo de turbulência RNG $k-\epsilon$ (*Re-Normalisation Group methods*), pois as equações de Navier-Stokes para regime laminar não deram um resultado satisfatório; seleccionou-se este modelo de turbulência pois é indicado para baixas velocidades.

Na parede esquerda e no fundo do canal aplicou-se a condição de não escorregamento para a velocidade e a condição de gradiente nulo para a pressão. Na parede direita foi definida a condição de saída, para que a água e o ar possam abandonar o domínio. No topo foi definida a condição de permeabilidade, para permitir a entrada e a saída de ar. Na parede esquerda e no fundo do domínio aplicaram-se as funções de parede do modelo de turbulência utilizado. Os campos de velocidade e de pressão são nulos inicialmente e a fracção de volume está distribuída de forma a formar um reservatório de água rectangular no lado esquerdo do canal.

4.3.2. Malhas utilizadas e esquemas numéricos

Foram utilizadas quatro malhas ortogonais com diferentes refinamentos. Na Figura 4.24 está representado em pormenor cada uma das malhas.

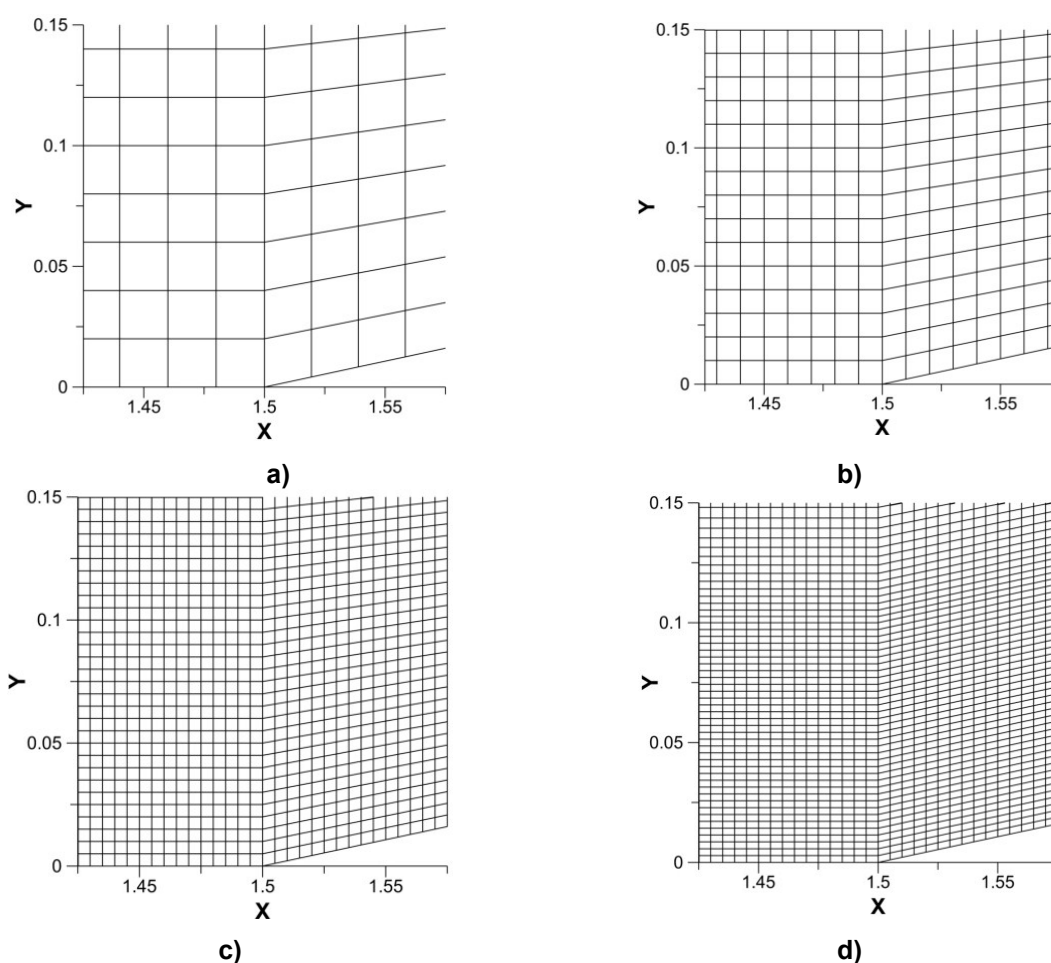


Figura 4.24 - Malhas utilizadas no colapso do reservatório de água com um obstáculo trapezoidal: a) malha D1; b) malha D2; c) malha D3; d) malha D4.

Nas malhas D1, D2 e D3 os elementos encontram-se uniformemente distribuídos, com uma dimensão de $\Delta x = \Delta y = 20$ mm, $\Delta x = \Delta y = 10$ mm e $\Delta x = \Delta y = 5$ mm, respectivamente, para cada malha. Na malha D4, a distribuição dos elementos não é uniforme; devido à existência da camada limite, a malha está mais refinada junto ao fundo do domínio para haver uma maior precisão nessa zona. Na caracterização levada a cabo na Tabela 3.1, n_x e n_y , são respectivamente o número de volumes segundo o eixo x e o eixo y .

Tabela 4.4 – Caracterização das malhas utilizadas no colapso do reservatório de água.

Malha	n_x	n_y	Volumes de controlo	Courant máximo
D1	445	15	6690	0,2
D2	890	30	26700	0,2
D3	1780	60	110480	0,15
D4	1780	70	124600	0,15

O passo de tempo da simulação foi controlado pelo número de Courant máximo; com as duas malhas mais refinadas utilizou-se um número de Courant mais baixo, para garantir mais estabilidade na convergência da solução.

A derivada temporal foi discretizada com o método Euler. Os termos difusivos foram discretizados pelo método Gauss e as variáveis interpoladas linearmente. Os termos convectivos foram todos discretizados com o método Gauss, mas utilizaram-se esquemas de interpolação diferentes; para a energia cinética turbulenta, k , para a energia dissipada, ε e para a viscosidade turbulenta, μ_t , utilizou-se o esquema de interpolação upwind; para a fracção de volume utilizou-se o esquema de interpolação vanLeer; para a variável responsável pela compressão da fracção de volume utilizou-se o método interfaceCompression; as restantes variáveis foram interpoladas linearmente. Os termos laplacianos foram discretizados e interpolados com o método Gauss linear corrected.

A equação da pressão foi resolvida com o PCG *linear-solver* com pré-condicionador DIC; como critério de paragem do processo iterativo considerou-se uma diminuição de cinco ordens de grandeza no resíduo. A equação da velocidade e as equações do modelo de turbulência RNG k - ε , foram resolvidas com o PBiCG *linear-solver* utilizando o pré-condicionador DILU; para parar o processo iterativo, considerou-se uma diminuição de oito ordens de grandeza no resíduo da equação da energia cinética turbulenta; para as restantes equações, considerou-se uma diminuição de seis ordens de grandeza no resíduo final. O acoplamento das equações foi feito com o algoritmo PISO e utilizaram-se dois passos correctores.

4.3.3. Resultados obtidos

Em seguida, é apresentada a solução numérica obtida com o OpenFOAM e comparada com os resultados experimentais alcançados por Ozmen-Cagatay e Kocaman [28]. Devido à existência do obstáculo trapezoidal, gera-se uma onda de reflexão no sentido oposto ao do escoamento, como se observa na Figura 4.25; a onda enrola e acaba por rebentar aproximadamente no instante $t = 3,54$ s. As diferentes fases observadas nas fotografias do ensaio experimental estão bem replicadas pela solução numérica; a zona de rebentação não é bem simulada, mas isso acaba por ser uma limitação do próprio método de captura da superfície livre, da discretização do domínio ou incapacidade do modelo de turbulência para modelar o fenómeno de rebentação.

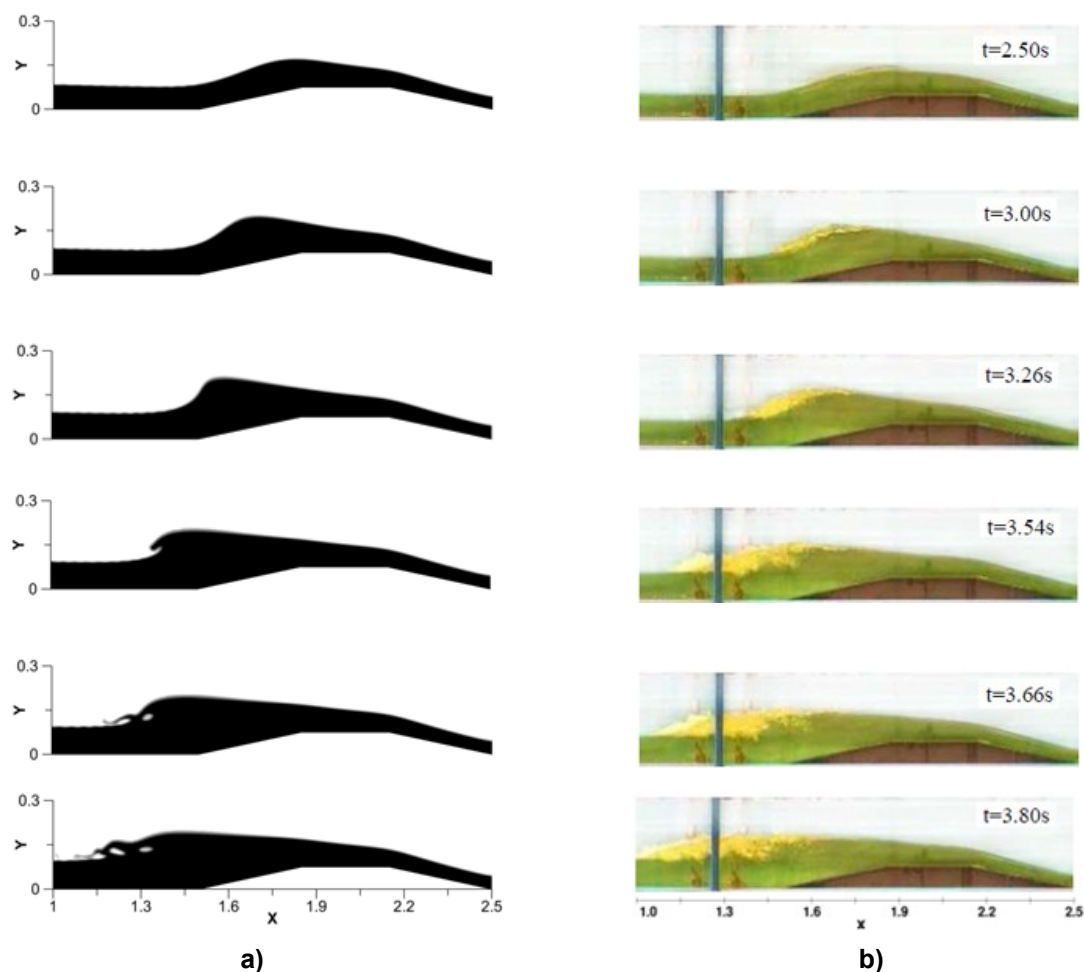


Figura 4.25 – Resultados obtidos em diferentes instantes de tempo: a) simulação numérica, malha D4; b) resultados experimentais.

Na Figura 4.26 estão representados os resultados obtidos no ensaio experimental e na simulação numérica, no instante $t = 5\text{ s}$. A zona de rebentação obtida no OpenFOAM está parecida com os resultados experimentais, pelo menos em termos de dimensões; os resultados são satisfatórios.

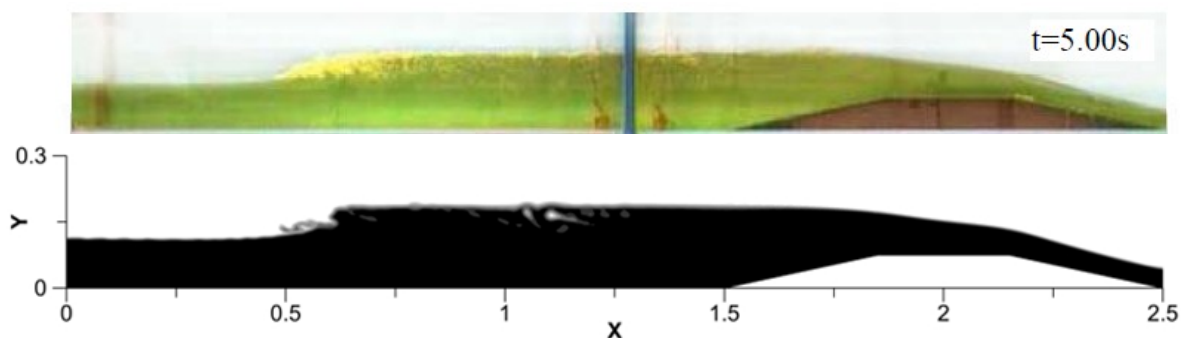


Figura 4.26 – Resultados obtidos na simulação numérica e no ensaio experimental, no instante $t = 5\text{ s}$.

A solução alcançada para as diferentes malhas no instante, $t = 2,54\text{ s}$, é comparada na Figura 4.27. Observa-se que a superfície livre fica definida no máximo por três volumes de controlo, o que é excelente. A solução sofre alterações significativas à medida que se refina a malha, tal como acontece nos casos apresentados anteriormente.

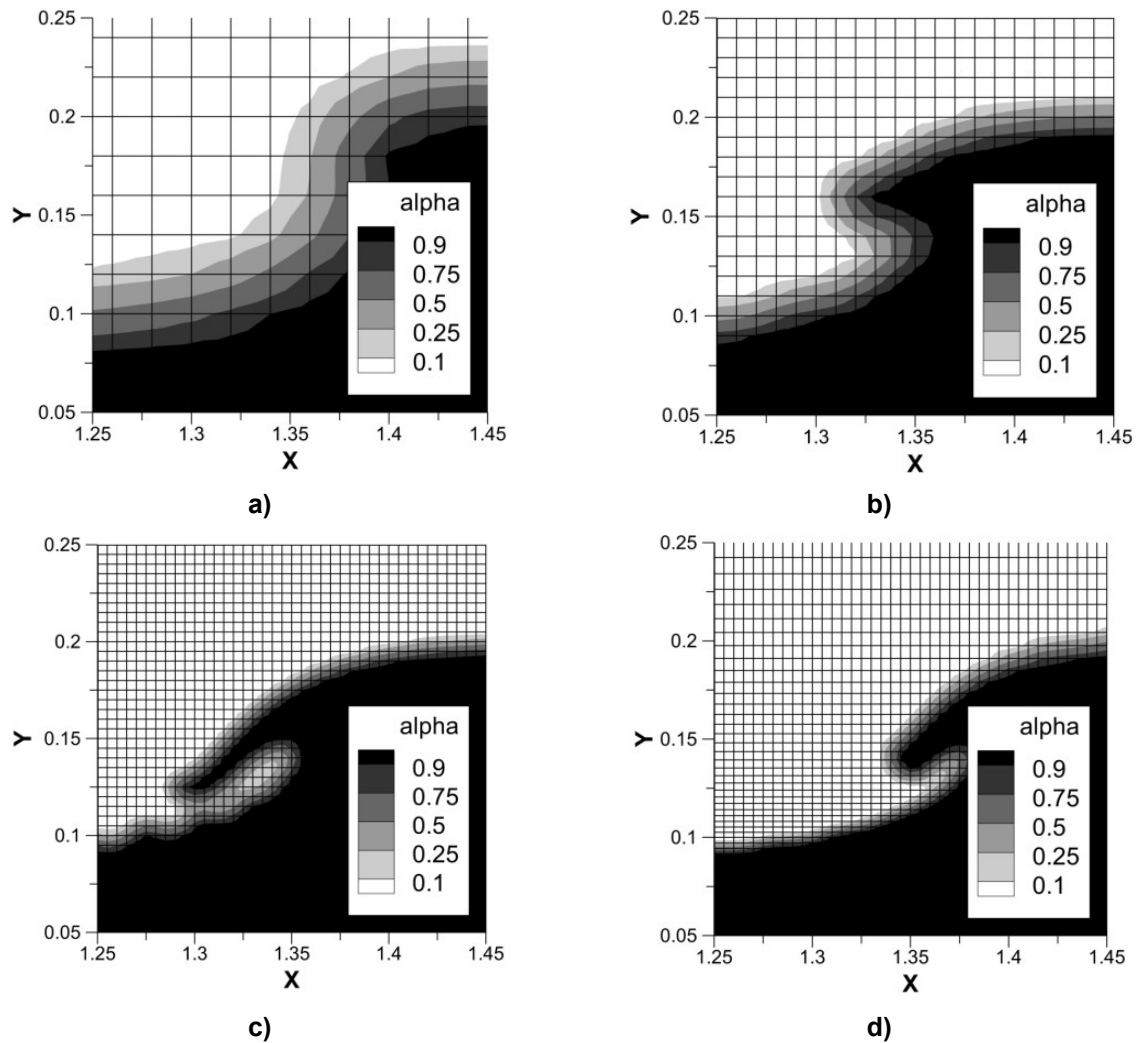


Figura 4.27 – Comparação dos resultados no instante $t = 2,54$ s, para as diferentes malhas: a) malha D1; b) malha D2; c) malha D3; d) malha D4.

4.4. Conclusões

Neste capítulo verificou-se o código numérico interFoam na resolução de escoamentos com superfície livre. Foram escolhidos três casos de referência e a solução foi comparada com dados numéricos e experimentais obtidos por outros autores.

Relativamente ao caso das instabilidades de Rayleigh-Taylor:

- O interFoam conserva a simetria do escoamento; caso esta propriedade não se verificasse, podia ser do resíduo não ter descido o suficiente, ou de eventuais incorrecções no código.
- Em escoamentos cujas massas volúmicas dos fluidos sejam muito parecidas, a tensão superficial tem um papel importante;

Relativamente ao caso do colapso de uma coluna de água numa cuba aberta:

- A solução numérica obtida com o interFoam está de acordo com os resultados numéricos alcançados por Didier [14] e com resultados experimentais obtidos por Martin e Moyce [25] e Koshizuka *et al.* [21].

No que diz respeito ao caso do colapso de um reservatório de água com um obstáculo trapezoidal:

- A solução melhorou bastante com a introdução do modelo de turbulência RNG $k-\varepsilon$;
- Os resultados numéricos acompanham satisfatoriamente os resultados experimentais obtidos por Ozmen-Cagatay e Kocaman [28].

Em todas as simulações verificou-se que o valor do passo de tempo influencia a solução final.

Capítulo 5

Propagação de ondas com o código OpenFOAM

Após se verificar o potencial do OpenFOAM para resolver escoamentos com superfície livre, procedeu-se à geração de ondas, com o objectivo de simular um DAEO-CAO. Primeiro testou-se a ferramenta para geração de ondas, waves2Foam, num canal bidimensional, com fundo plano e sem obstáculos. Em seguida, utilizou-se um canal numérico idêntico mas com a introdução de um cilindro horizontal submerso; o objectivo é validar os resultados numéricos obtidos, com dados experimentais e numéricos apresentados por Conde *et al.* [8]. Para terminar é simulado um escoamento com ondas regulares incidentes num cilindro vertical oco, que representa um DAEO-CAO de forma muito simplificada; a solução numérica é comparada com os resultados alcançados com outros códigos numéricos e com dados experimentais, que são apresentados por Conde *et al.* [10]; o dispositivo foi simulado em condições de profundidade infinita e intermédia.

5.1. Geração de ondas num canal bidimensional com fundo horizontal

Neste subcapítulo é verificado o funcionamento da ferramenta waves2Foam na geração de ondas regulares de primeira ordem. É por isso utilizado um canal com fundo horizontal, sem nenhum obstáculo, para analisar a evolução da onda no tempo e no espaço. É também testado o método numérico de amortecimento da onda.

5.1.1. Geometria do canal e condições fronteira e iniciais

O canal numérico bidimensional tem um comprimento de 17λ , uma profundidade $D = 0,425$ m e $0,2$ m de altura. A simulação foi realizada em condições de profundidade infinita; a onda gerada tem uma frequência $f = 1,4$ Hz e nestas condições o comprimento de onda é $\lambda = 0,796$ m; a altura da onda gerada é $h = 0.0238$ m. Na Figura 5.1 encontra-se esquematizada a geometria do problema (os factores de escala horizontal e vertical são diferentes).

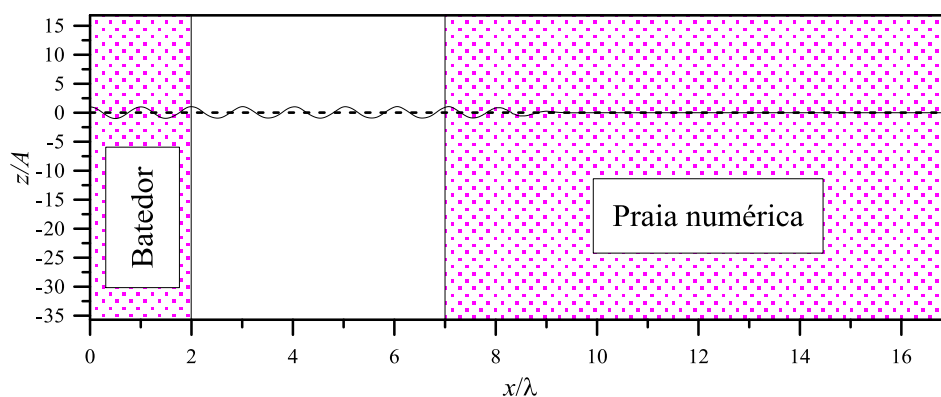


Figura 5.1 – Geometria do caso, com as zonas de relaxação sombreadas a rosa.

Na fronteira onde está o batedor utilizaram-se as condições para gerar ondas de primeira ordem, com uma zona de relaxação com 2λ de comprimento na direcção de propagação da onda; na fronteira oposta utilizou-se a praia numérica para dissipar a onda, com uma zona de relaxação igual a 10λ . No fundo aplicou-se a condição de aderência para a velocidade; para a pressão e para a fracção de volume, utilizou-se a condição de gradiente nulo. No topo aplicou-se a condição de permeabilidade, em que tudo pode abandonar o domínio, mas só pode entrar ar. O campo interno de velocidade é nulo e o campo de pressões é hidrostático; a superfície livre inicialmente é horizontal e situa-se à cota $z = 0$ m.

5.1.2. Malhas e esquemas numéricos

Para esta simulação foram testadas quatro malhas ortogonais, com uma distribuição de elementos não uniforme. Na zona de propagação da onda definiu-se uma banda com uma espessura aproximada de 3λ , centrada em $z = 0$ m e que se estende por 7λ , em que os elementos têm todos o mesmo tamanho. Acima e abaixo desta banda os elementos são progressivamente estirados para tornar as malhas mais leves computacionalmente; após 7λ , os elementos aumentam progressivamente de tamanho para ajudar a dissipar a onda; a dissipação da onda antes de existir praia numérica era concretizada, recorrendo ao efeito de difusão numérica através do aumento progressivo dos elementos segundo a direcção de propagação da onda.

Na Figura 5.2 está representado o pormenor da malha WT1 em torno do ponto $x = 7\lambda$, isto é, na zona de transição de refinamento uniforme para refinamento progressivo, segundo a direcção de propagação da onda.

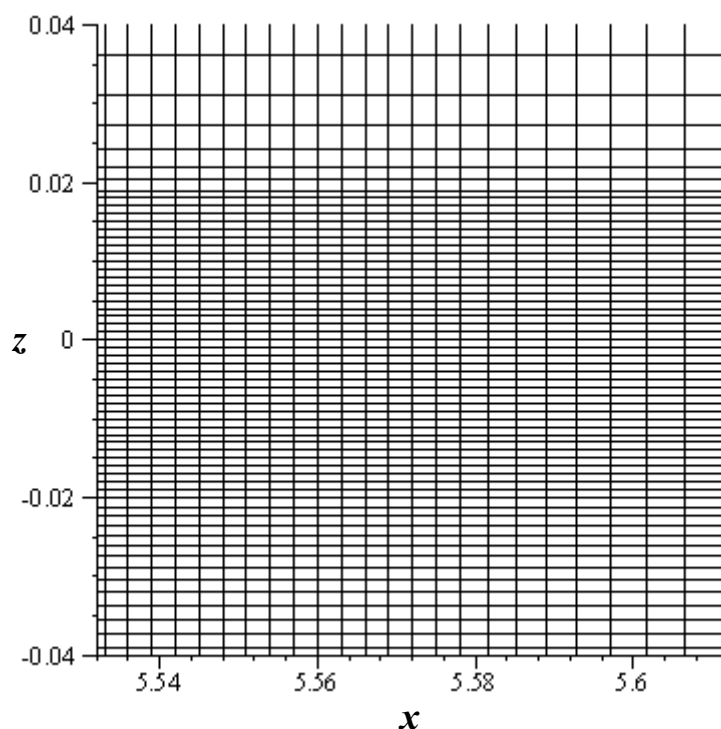


Figura 5.2 – Pormenor da discretização da malha WT1.

Na caracterização levada a cabo na Tabela 5.1, Δx e Δz , são respectivamente as dimensões horizontal e vertical dos volumes de controlo na banda referida anteriormente; n_x e n_z , são o número de volumes de controlo segundo o eixo x e z , respectivamente; Δt é o passo de tempo utilizado na simulação, para cada uma das malhas.

Tabela 5.1 – Caracterização das malhas do canal bidimensional sem obstáculo.

Malhas	Δx (m)	Δz (m)	n_x	n_z	Volumes de controlo	Δt (s)
WT1	0,003	0,001	1937	116	224692	0,001395
WT2	0,005	0,001	1194	116	138504	0,001395
WT3	0,005	0,015	1194	104	124176	0,002789
WT4	0,01	0,001	637	116	73892	0,002789

Aplicou-se o esquema Euler para discretizar a derivada temporal. Os termos difusivos foram todos discretizados com o método Gauss e as variáveis interpoladas linearmente. Os termos convectivos foram todos discretizados com o método Gauss, mas utilizaram-se diferentes esquemas de interpolação; o termo que contém a velocidade foi interpolado com o esquema limitedLinearV 1, a fracção de volume foi interpolada com o esquema MUSCL e a variável responsável pela compressão da fracção de volume foi interpolada com o esquema interfaceCompression. Os termos laplacianos foram discretizados e interpolados com o método Gauss linear corrected.

A equação da pressão foi resolvida com o GAMG *linear-solver* usando o DIC *smoother*. Para resolver as equações da velocidade e da fracção de volume utilizou-se o PBiCG *linear-solver* com o pré-condicionador DILU. Para parar o processo iterativo da equação da pressão e da fracção de volume, considerou-se uma diminuição de sete ordens de grandeza no resíduo; para a equação da velocidade, considerou-se uma diminuição de nove ordens de grandeza no resíduo. As equações foram acopladas pelo algoritmo PISO e utilizaram-se três passos correctores. Não se utilizaram coeficientes de relaxação.

5.1.3. Apresentação de resultados

No instante de tempo, $t/T = 24$, foi tirada a posição da superfície livre ao longo do canal, para as diferentes malhas utilizadas; para este efeito, considerou-se a posição da superfície livre definida pelo conjunto de pontos em que a fracção de volume toma o valor $\alpha = 0,5$. Os resultados encontram-se na Figura 5.3 em que, η/A é a elevação da superfície livre adimensionalizada pela amplitude de onda e x/λ é a coordenada horizontal adimensionalizada pelo comprimento de onda. A Figura 5.3 a) contempla a elevação da superfície livre ao longo da totalidade do canal; a zona a amarelo representa a praia numérica e verifica-se que a elevação da onda é nula aproximadamente ao fim de três comprimentos de onda; com esta técnica de relaxação, o domínio não necessita ter uma zona de amortecimento tão extensa; uma extensão de cinco comprimentos de onda deveria ser suficiente para este caso. Na Figura 5.3 b) está representada a elevação da onda na zona do canal sem relaxação; a malha WT2 possui um comportamento muito idêntico à malha mais fina, WT1; a

amplitude da onda é mais ou menos constante ao longo do canal e a crista e a cava estão ligeiramente deslocadas para cima.

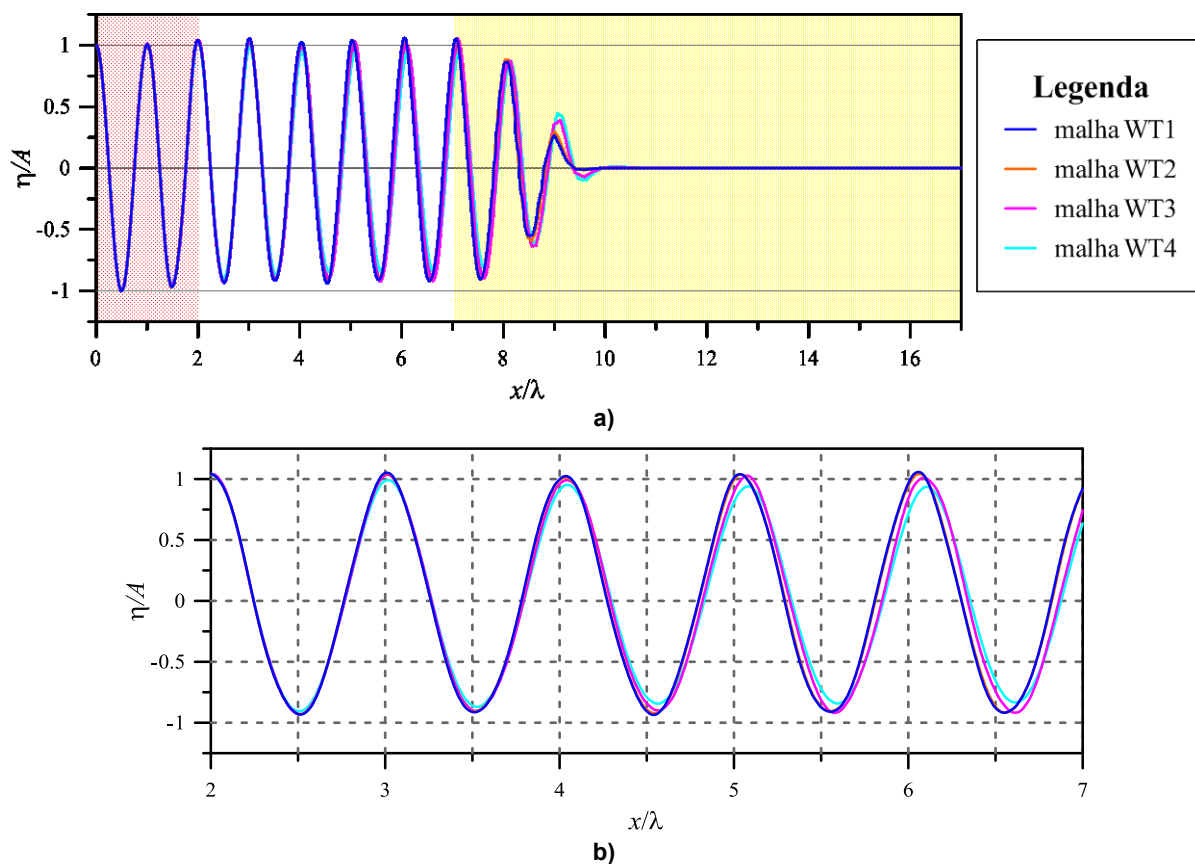


Figura 5.3 – Elevação da superfície livre instantânea $t/T = 24$, ao longo: a) da totalidade do canal; b) da zona sem relaxação.

Na Figura 5.4 está representada a distribuição da magnitude da velocidade, para o instante considerado anteriormente, nas zonas de propagação e amortecimento da onda. Na região de amortecimento, o escoamento tende a ficar com velocidade nula e a superfície livre horizontal, como se verifica na Figura 5.4 b).

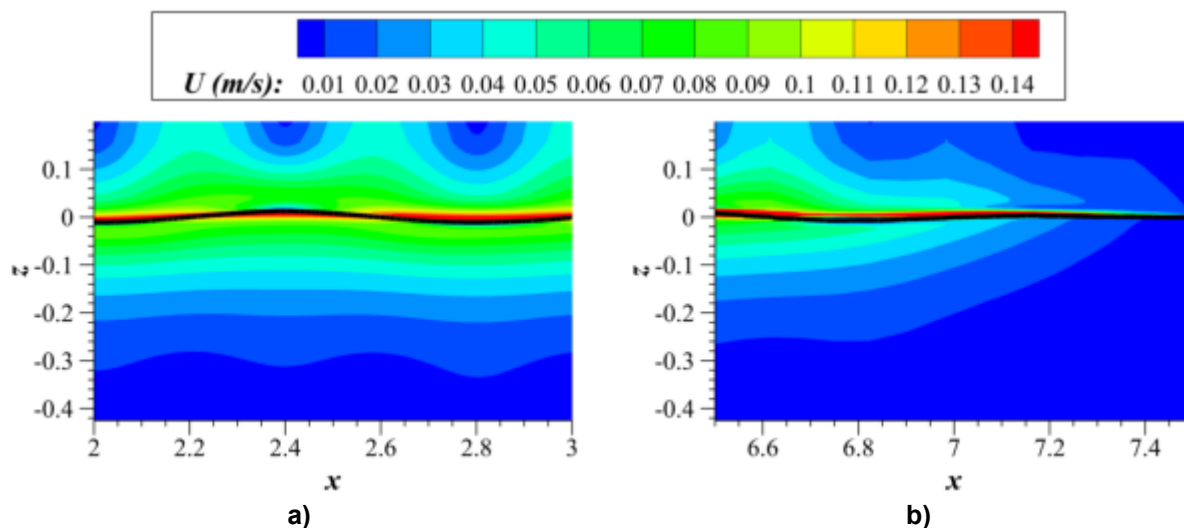


Figura 5.4 - Distribuição da magnitude da velocidade no instante $t/T = 24$: a) zona de propagação da onda; b) zona de amortecimento.

Colocaram-se quatro sondas ao longo do canal para registar a elevação da superfície livre ao longo do tempo; as sondas foram colocadas nos pontos $x_1 = 1,988$ m, $x_2 = 2,4431$ m, $x_3 = 2,7935$ e $x_4 = 3,3943$ m. Na Figura 5.5 apresenta-se a elevação da superfície livre em função do tempo para cada uma das sondas, obtida com a malha mais fina; o tempo foi adimensionalizado com o período da onda, t/T e a elevação com a amplitude da onda. Após aproximadamente oito períodos a solução estabiliza e a forma da onda mantém-se aproximadamente constante ao longo do tempo. A sonda 1 e sonda 3 estão praticamente sobrepostas, pois estas encontram-se separadas aproximadamente por um comprimento de onda.

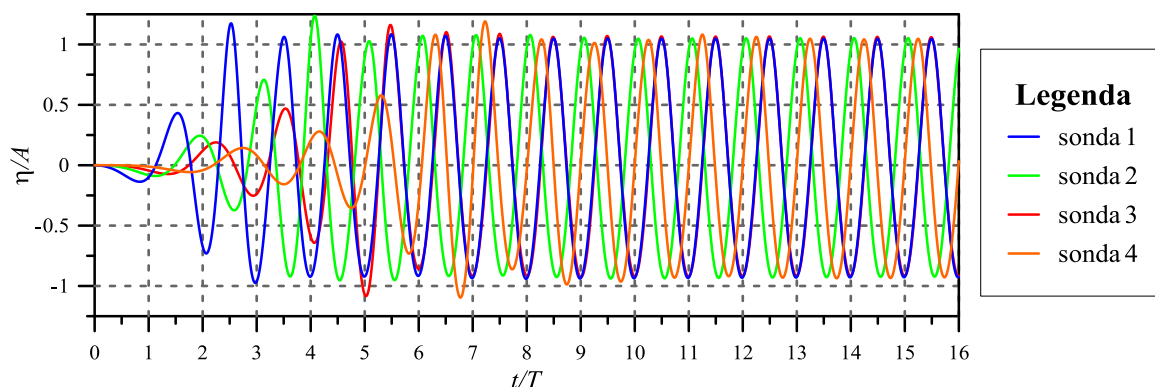


Figura 5.5 – Elevação da superfície livre ao longo do tempo para quatro posições ao longo do canal.

Em seguida está apresenta-se o espectro de frequências obtido para a elevação da superfície livre no ponto $x = 2,8935$ m. Para se efectuar a análise espectral, registou-se a elevação da superfície livre com as sondas indicadas, ao longo de 8 períodos com uma taxa de aquisição de 256 dados por período; para criar o espectro de frequências utilizou-se a Transformada Rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform – FFT*) que se encontra no Excell do pacote Office. Na Figura 5.6 está representado o espectro de frequências obtido; A/A_1 é a amplitude adimensionalizada com a amplitude da frequência fundamental da onda e ff_1 é a frequência adimensionalizada com a frequência fundamental. Não deveria aparecer um pico na segunda harmónica pois está a ser gerada uma onda monocromática em profundidade infinita; no amortecimento poderão existir pequenas reflexões que acabam por contaminar os resultados a montante. Os resultados obtidos nos restantes pontos são idênticos.

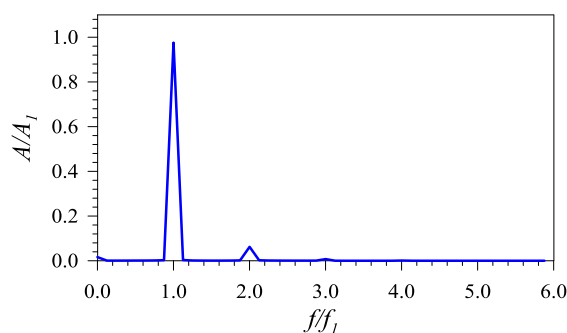


Figura 5.6 - Espectro de frequências no ponto $x = 1,988$ m.

5.2. Geração de ondas num canal bidimensional com um cilindro horizontal submerso

O estudo da interacção de ondas regulares com um cilindro circular submerso, com o eixo paralelo à crista da onda, tem sido feito por vários autores recorrendo a métodos analíticos, numéricos e experimentais. A interacção da onda com um obstáculo origina ondas reflectidas e transmitidas, que alteram a forma da superfície livre do escoamento. A quantidade de informação disponível torna esta caso uma boa escolha para validação de códigos numéricos. Pretende-se com este caso validar o código numérico OpenFOAM na geração de ondas regulares, utilizando a *waves2Foam toolbox* e a biblioteca *groovyBC*. O estudo numérico realizado é semelhante à análise realizada por Conde *et al.* [8].

5.2.1. Geometria do caso e condições de fronteira e iniciais

Este caso é baseado num estudo experimental apresentado por Conde *et al.* [9]. O canal experimental tem 20 m de comprimento, 0,70 m de largura e a profundidade água em repouso é 0,425 m. Um cilindro com raio, $r = 0,025$ m, foi colocado a 6,95 m do batedor, com o seu eixo alinhado com a crista da onda e a 0,075 m de profundidade. Foi escolhida a frequência, $f = 1,4$ Hz, para minimizar o efeito de profundidade finita e atrito no fundo [8]; nestas condições, o comprimento de onda é $\lambda = 0,796$ m, que respeita a condição de profundidade infinita; a amplitude da onda gerada foi $A = 0,0119$ m. Na Figura 5.7 está uma fotografia do ensaio experimental.



Figura 5.7 – Fotografia do ensaio experimental apresentado por Conde *et al.* [6].

O canal numérico usado é semelhante ao que é apresentado por Conde *et al.* [8] para o código numérico FLUENT; trata-se de um canal bidimensional com 0,2 m de altura, 0,425 m de profundidade e tem apenas 17λ de comprimento para tornar a simulação mais leve; o cilindro tem um raio, $r = 0,025$ m e o seu eixo encontra-se a 3λ do batedor e a 0,075 m de profundidade, tal como no ensaio experimental. A onda gerada tem as mesmas características do estudo empírico, isto é, $f = 1,4$ Hz, $\lambda = 0,796$ m e $A = 0,0119$ m.

Foram testados dois métodos para gerar ondas: a *waves2Foam toolbox* e a biblioteca *groovyBC*; nas simulações efectuadas com a *waves2Foam toolbox*, utilizou-se uma zona de relaxação com 2λ de

comprimento na direcção de propagação da onda para gerar ondas de primeira ordem; com a biblioteca groovyBC aplicou-se na fronteira do batedor as equações da teoria linear das ondas, apresentadas no Capítulo 2, para a velocidade e para a fracção de volume. Na fronteira oposta utilizou-se a praia numérica para dissipar a onda, com uma zona de relaxação igual a 10λ . No fundo aplicou-se a condição de aderência para a velocidade; para a pressão e para a fracção de volume, utilizou-se a condição de gradiente nulo. No topo aplicou-se a condição de permeabilidade, em que tudo pode abandonar o domínio, mas só pode entrar ar. O campo interno de velocidade é nulo e o campo de pressões é hidrostático; a superfície livre inicialmente é horizontal e a elevação é nula. No cilindro aplicou-se a condição de aderência com velocidade nula e gradiente de pressão nulo na direcção normal. A geometria do caso e as zonas de relaxação estão ilustradas na Figura 5.8 (os factores de escala horizontal e vertical são diferentes).

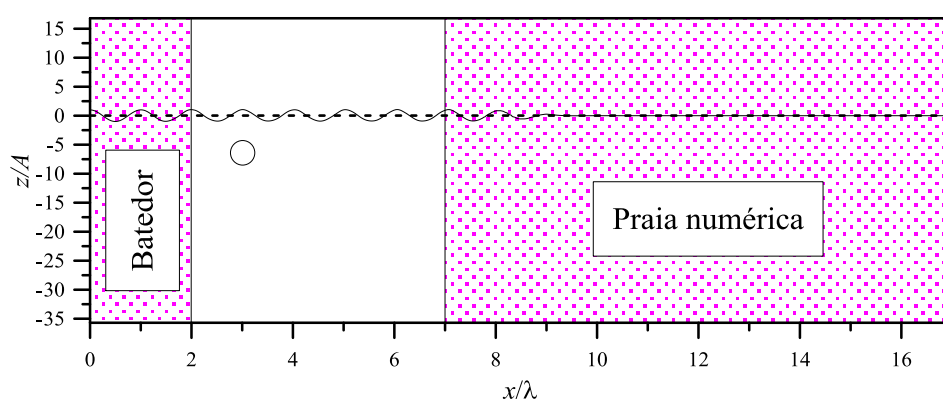


Figura 5.8 – Geometria e zonas de relaxação do canal numérico com o cilindro submerso.

5.2.2. Malhas e esquemas numéricos

As malhas são idênticas às utilizadas por Conde *et al* [8], foi apenas adicionado mais um comprimento de onda ao comprimento total do domínio. Utilizou-se um total de quatro malhas bidimensionais, discretizadas por volumes triangulares e rectangulares. Os volumes triangulares localizam-se numa região quadrada em que a aresta tem um comprimento igual a $4r$, centrada no eixo do cilindro e o restante domínio é discretizado por volumes rectangulares. A superfície do cilindro foi discretizada com 120 segmentos de igual dimensão; a malha é mais densa junto ao cilindro para obter triângulos o mais equilátero possível. Na zona de propagação da onda definiu-se uma banda com uma espessura aproximada de $3A$, centrada em $z = 0$ m e que se estende por 7λ , em que os elementos têm todos o mesmo tamanho; acima e abaixo desta banda os elementos são progressivamente estirados para tornar as malhas mais leves; após 7λ , os elementos aumentam progressivamente de tamanho para ajudar a dissipar a onda. A discretização é semelhante à que foi considerada no caso anterior.

Na caracterização levada a cabo na Tabela 5.1, Δx e Δz , são respectivamente as dimensões horizontal e vertical dos volumes de controlo na banda referida anteriormente; n_x e n_z , são o número de volumes de controlo segundo o eixo x e y , respectivamente. O pormenor de discretização do cilindro encontra-se na Figura 5.9.

Tabela 5.2 – Caracterização das malhas.

Malhas	Δx (m)	Δz (m)	n_x	n_z	Volumes de controlo
CC1	0,003	0,001	1937	136	267978
CC2	0,005	0,001	1195	136	167346
CC3	0,005	0,015	1195	124	153006
CC4	0,01	0,001	637	136	91702

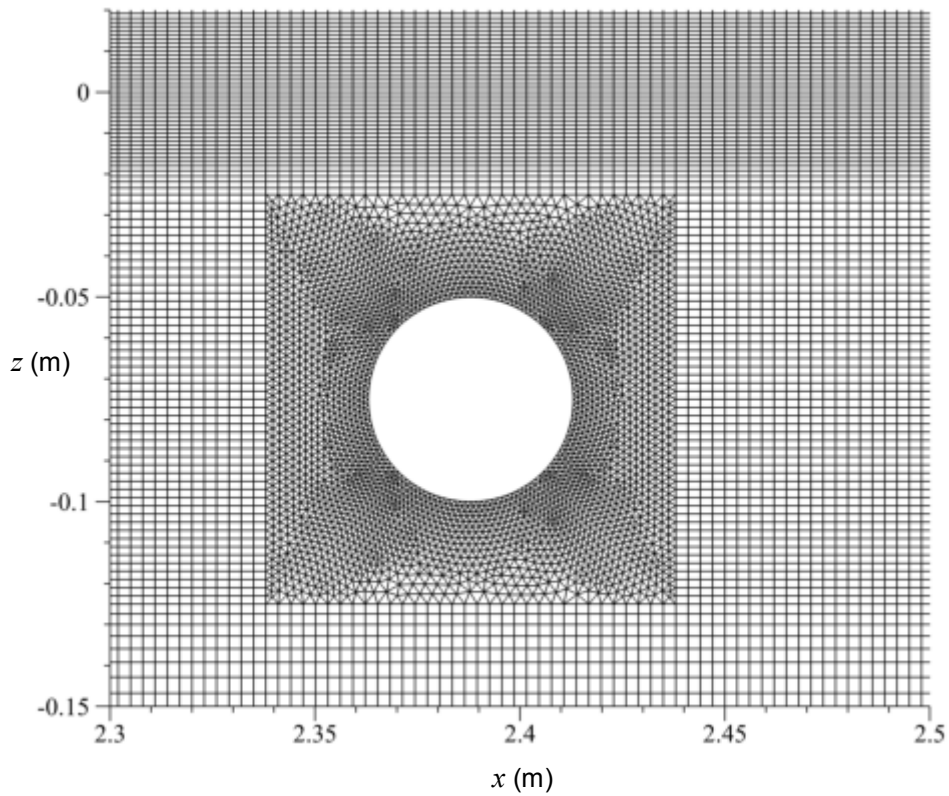


Figura 5.9 – Pormenor de discretização do cilindro na malha CC1.

Os esquemas de discretização e interpolação dos termos das equações e os algoritmos de resolução das equações, são os mesmos do caso anterior (consultar o subcapítulo 5.1.2.)

Efectuou-se um total de cinco simulações: quatro utilizando o waves2Foam e uma utilizando a biblioteca groovyBC. Na Tabela 5.3 estão indicados os parâmetros de cada simulação: a malha, a ferramenta utilizada para gerar ondas e o passo de tempo do cálculo, Δt .

Tabela 5.3 – Simulações efectuadas no canal com cilindro submerso.

Código da simulação	Malha	Ferramenta	Δt (s)
canal21	CC1	waves2Foam	0,001395
canal21hib	CC1	groovyBC	0,0001395
canal22	CC2	waves2Foam	0,001395
canal23	CC3	waves2Foam	0,002789
canal24	CC4	waves2Foam	0,002789

5.2.3. Apresentação de resultados

Os resultados apresentados foram obtidos, aproximadamente, após 20 períodos de simulação. A elevação da superfície livre foi adimensionalizada com a amplitude da onda gerada, η/A ; a coordenada x adimensional tem como origem o centro geométrico do cilindro submerso e foi adimensionalizada com o comprimento de onda, $(x-x_c)/\lambda$. Na Figura 5.10 está representada a elevação da superfície livre ao longo de uma porção do canal estudado num dado instante, para as cinco simulações indicadas anteriormente. Com as duas malhas mais grosseiras, não se observam as perturbações na superfície livre verificadas nos dados experimentais; com as duas malhas mais finas, já se pode visualizar as perturbações na superfície livre do escoamento, devido à interação entre a onda e o cilindro.

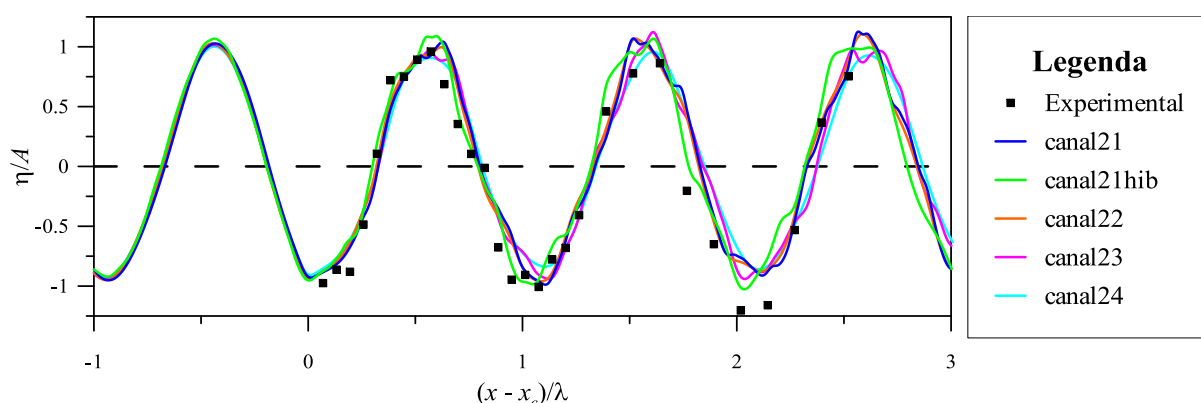


Figura 5.10 – Elevação da superfície livre ao longo do canal num dado instante para diferentes malhas.

Na Figura 5.11 é feita uma comparação entre os diferentes códigos numéricos (FLUENT e CANAL) e dados experimentais apresentados por Conde *et al.* [8], utilizando apenas a solução obtida com a malha mais fina. As soluções alcançadas com os diferentes códigos numéricos são semelhantes, no entanto, a do waves2Foam é a que se afasta mais; o resultado obtido com o modelo híbrido (biblioteca groovyBC combinada com a praia numérica do waves2Foam) é extremamente semelhante ao do FLUENT, provavelmente devido ao método de geração de ondas ser idêntico. Qualquer um dos métodos consegue descrever a forma da superfície livre com algum rigor.

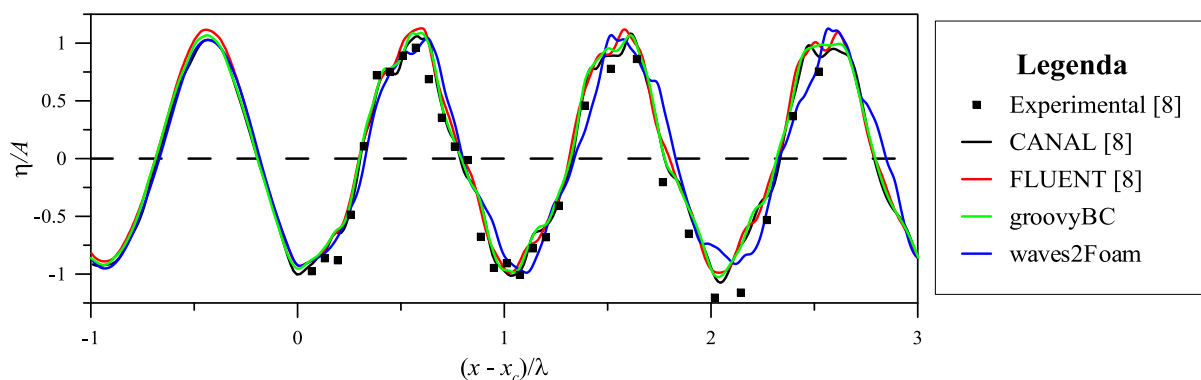


Figura 5.11 – Elevação da superfície livre ao longo do canal no instante no instante considerado anteriormente.

Utilizaram-se quatro sondas para registrar a evolução da superfície livre ao longo do tempo, t , e para retirar as componentes das velocidades horizontal, u_x , e vertical, u_z , ao longo da profundidade, z . As sondas 1, 2, 3 e 4, foram colocadas respectivamente em $(x-x_c)/\lambda = -0,50251$, $(x-x_c)/\lambda = 0,06922$, $(x-x_c)/\lambda = 0,50942$ e $(x-x_c)/\lambda = 0,26420$, tal como foi feito por Conde *et al.* [8]. Na Figura 5.12 está representada a evolução da superfície livre em função do tempo, nas quatro posições do canal referidas anteriormente, para a simulação em que se utilizou o waves2Foam e a malha CC1. Verifica-se que a solução se encontra estabilizada após dezasseis períodos, aproximadamente. Na posição da sonda 2 existe uma amplificação da onda.

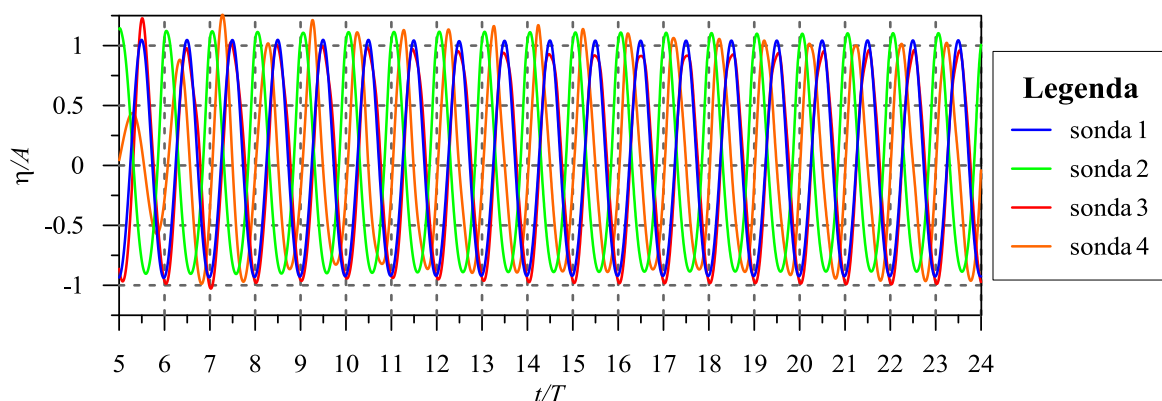


Figura 5.12 – Elevação da superfície ao longo do tempo em vários pontos do canal.

Na Figura 5.13 está representada a evolução da componente horizontal da velocidade, u_x , em função da profundidade, z , obtida no FLUENT e no OpenFOAM utilizando os dois métodos já referidos. Os resultados são semelhantes, no entanto, notam-se algumas diferenças próximas da superfície livre, como é o caso dos resultados na sonda 2 e 4.

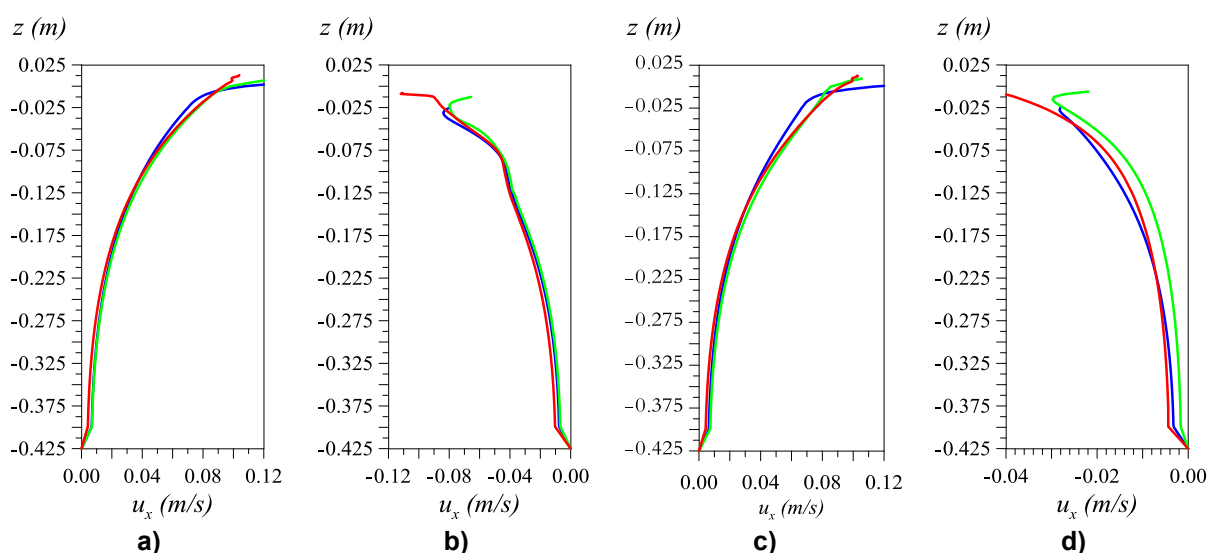


Figura 5.13 – Componente horizontal da velocidade ao longo da profundidade, obtida pelos modelos numéricos (FLUENT a vermelho, waves2Foam a azul e groovyBC a verde) em diferentes posições no instante t : a) sonda 1; b) sonda 2; c) sonda 3; d) sonda 4.

Na Figura 5.14 está representada a componente vertical da velocidade, u_z , em função da profundidade, à semelhança da figura anterior. Os resultados são parecidos, mas uma vez mais, os

resultados obtidos no waves2Foam acabam por se destacar, principalmente à medida que a sonda se aproxima da superfície livre. Os resultados são satisfatórios pois estão dentro da mesma ordem de grandeza e os perfis apresentam praticamente a mesma forma.

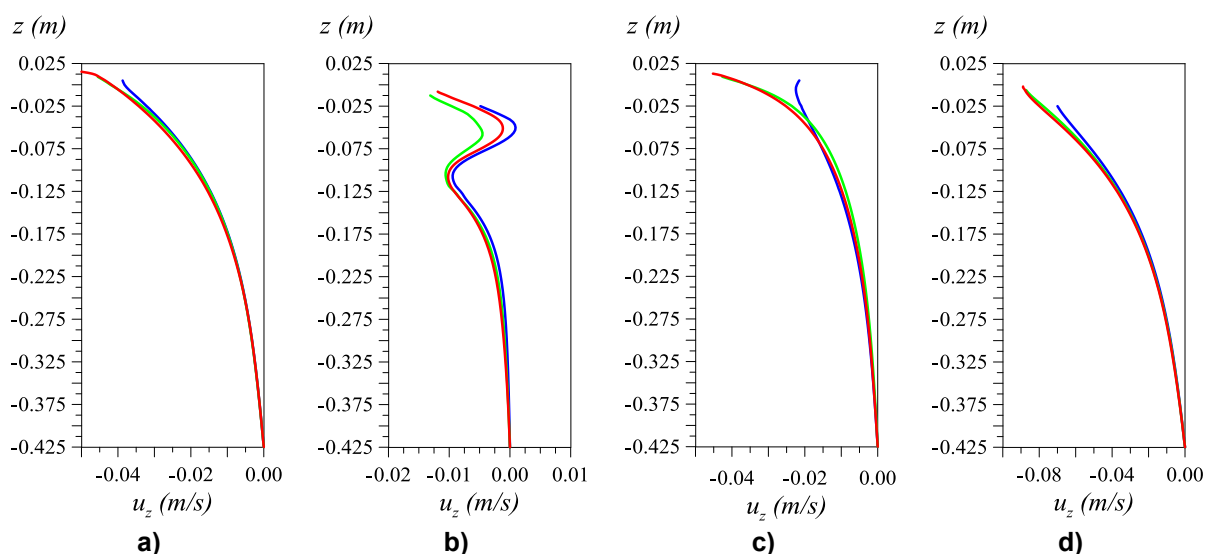


Figura 5.14 – Componente vertical da velocidade ao longo da profundidade, obtida pelos modelos numéricos (FLUENT a vermelho, waves2Foam a azul e groovyBC a verde) em diferentes posições no instante t : a) sonda 1; b) sonda 2; c) sonda 3; d) sonda 4.

Em seguida, é comparada a evolução da superfície livre ao longo do tempo na sonda 2 e 3, entre os dois métodos de geração de ondas utilizados no OpenFOAM e os dados do ensaio experimental apresentados por Conde *et al.* [8]. As soluções numéricas diferem ligeiramente dos resultados experimentais. A ferramenta waves2Foam aproxima-se dos resultados experimentais na sonda 3.

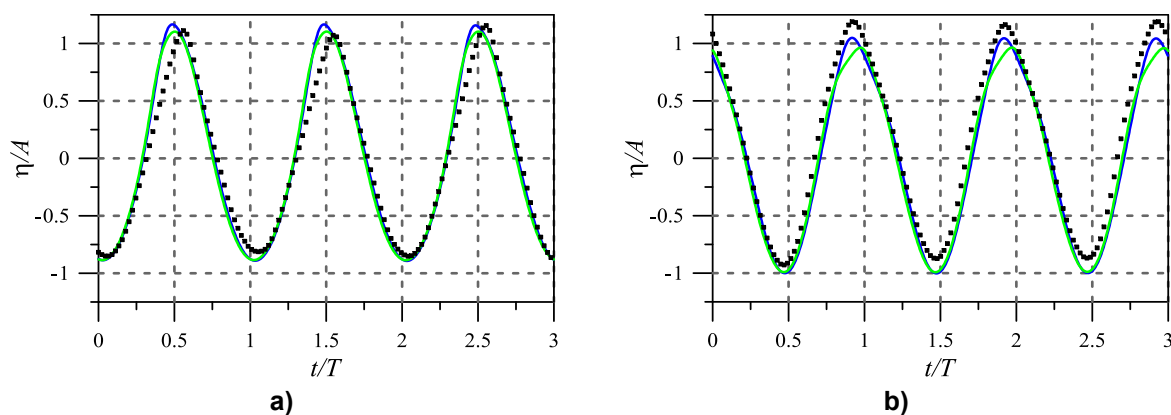


Figura 5.15 – Evolução da posição da superfície livre ao longo do tempo, obtida com o método groovyBC (linha verde), waves2Foam (linha azul) e ensaio experimental (ponto preto), na: a) sonda 2; b) sonda 3.

Em seguida, fez-se uma análise espectral, tal como no caso anterior, executando o mesmo procedimento apresentado no subcapítulo 5.1.3. Na Figura 5.16 a) apresenta-se o espectro de frequências obtido com os dois métodos de geração de ondas no OF no ponto $x = 2,8935$ m; na Figura 5.16 b) está o resultado apresentado por Conde *et al.* [9], com o código CANAL. O valor da segunda harmónica alcançado com o waves2Foam é menor que o obtido com a biblioteca groovyBC. Uma maior taxa de aquisição de dados permitiria talvez mostrar com mais clareza a contribuição da quarta harmónica. Os valores são semelhantes aos do código CANAL.

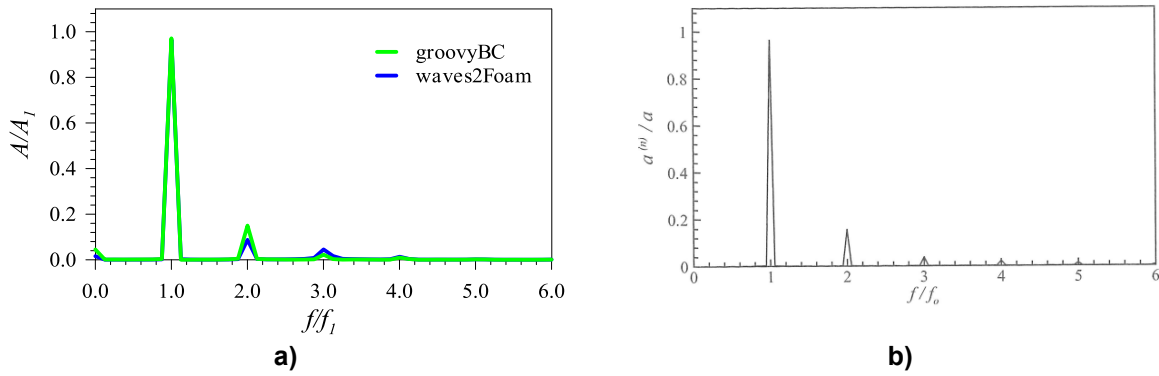


Figura 5.16 – Espectro de frequências no ponto: a) OpenFOAM; b) código CANAL [9].

Na Figura 5.17 está representada a distribuição do módulo de velocidade em torno do cilindro, no instante considerado anteriormente para tirar a elevação da superfície livre. Apresentam-se as duas soluções obtidas para o OF e a do FLUENT obtida por Conde *et al.* [8]. Os resultados abaixo da superfície livre são parecidos; no caso do FLUENT, a velocidade é nula acima da superfície livre, o que não acontece na solução obtida com o OpenFOAM. O campo de velocidade gerado com o waves2Foam é muito forte na interface dos dois fluidos.

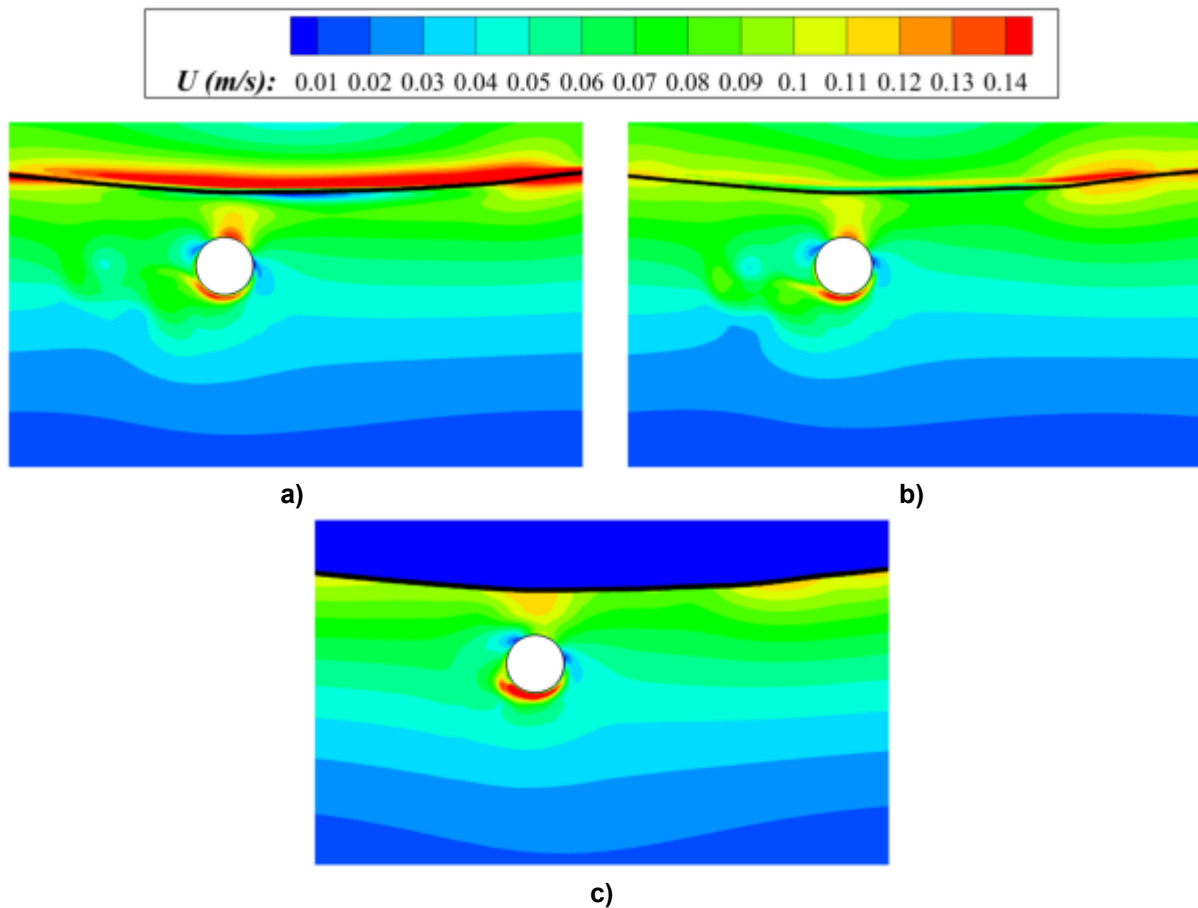


Figura 5.17 – Distribuição do módulo da velocidade em torno do cilindro no instante considerado inicialmente, para: a) waves2Foam; b) groovyBC; c) FLUENT [8].

5.3. Simulação de um DAEO-CAO

Todo o processo de validação levado a cabo neste trabalho culmina com a simulação de um modelo DAEO-CAO simplificado *offshore*, que pode ser colocado ao largo da costa. Neste subcapítulo simula-se a incidência de ondas regulares num cilindro vertical oco que se encontra parcialmente submerso, para replicar a experiência realizada por Lopes *et al.* [23], à semelhança do que foi feito numericamente por Didier *et al.* [15].

5.3.1. Geometria do caso e condições de fronteira e iniciais

O ensaio experimental foi realizado num canal com 20 m de comprimento e 0,70 m de largura. O modelo físico simplificado do DAEO-CAO consiste num cilindro oco aberto nas extremidades, colocado na vertical e parcialmente submerso, como está representado na Figura 5.18; o seu eixo está coincidente com o plano de simetria do canal e a 9 m do batedor. O cilindro tem um diâmetro interno, $\phi = 0,025$ m e uma espessura, $e = 0,0025$ m; a profundidade da água em repouso, D , e a amplitude das ondas, A , são respectivamente 0,4 m e 0,015 m; foram testados diferentes comprimentos submersos, s , numa faixa de frequências, f , compreendida entre 0,5 Hz e 1,6 Hz, [15]. Os ensaios foram realizados sem amortecimento e com amortecimento; na situação sem amortecimento, o topo do cilindro está aberto para a atmosfera; nos ensaios com amortecimento foi colocada uma membrana porosa no topo do cilindro, para modelar o efeito dissipativo que ocorre num DAEO-CAO; isto simula a perda de carga devido à presença de uma turbina do tipo Wells.

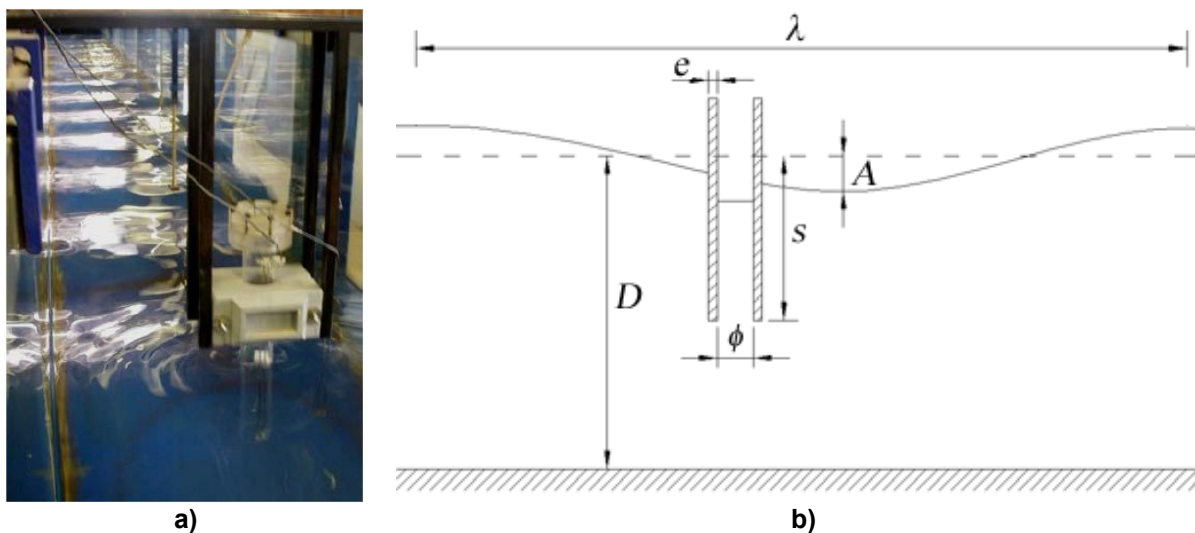


Figura 5.18 – Modelo simplificado do DAEO-CAO: a) fotografia do ensaio experimental, [23]; b) esquema do problema (adaptado [10]).

No estudo numérico apresentado por Didier *et al.* [15] é apenas testado um comprimento submerso, $s = 0,18$ m. O estudo dos diferentes códigos numéricos é efectuado em condições de profundidade intermédia e infinita, para uma gama de frequências compreendida entre 0,5-1,6 Hz. Para tratarem o caso em condições de águas intermédias consideraram $D = 0,4$ m, em que as ondas geradas com uma frequência inferior a $f = 1,4$ Hz estão em condições de águas intermédias ($D/\lambda < 0,5$); para abordarem o caso em condições de águas profundas, consideraram $D/\lambda \sim 0,7$ para as frequências

inferiores a 1 Hz e assumiram $D = 1$ m para valores de frequência superiores a 1 Hz, de forma a minimizar os efeitos do fundo do canal com a abertura inferior do cilindro. Para simular o amortecimento devido à membrana colocada no topo do cilindro nos ensaios em modelo físico, foi utilizado um modelo de perda de carga induzido.

Ao contrário do que se possa pensar, esta simulação não representa um único dispositivo isolado no mar, mas sim um número infinito de dispositivos lado-a-lado perpendicularmente às ondas incidentes, pois as paredes do canal actuam como planos de simetria [10].

As simulações realizadas no OpenFOAM seguiram exactamente os mesmos critérios do estudo numérico referido anteriormente. Testaram-se apenas as frequências $f = 0,9$ Hz e $f = 1,1$ Hz na geração das ondas regulares, em condições de profundidade intermédia e infinita, com e sem amortecimento no topo do cilindro.

Foi utilizado a waves2Foam toolbox para gerar as ondas regulares no canal numérico tridimensional. Nas simulações em condições de águas profundas geraram-se ondas de primeira ordem (teoria linear); nas simulações em condições de profundidade intermédia geraram-se ondas de segunda ordem de Stokes (*2nd Order Stokes Waves*). Junto da fronteira onde se localiza o batedor criou-se uma zona de relaxação com aproximadamente $1/4\lambda$; a zona de relaxação da praia numérica tem um comprimento aproximado de 3λ . Nas paredes laterais do domínio aplicaram-se as condições de simetria. No fundo do canal aplicou-se a condição de aderência para a velocidade e a condição de gradiente nulo para a pressão e para a fracção de volume. No tecto do domínio aplicou-se a condição de entrada e saída de ar. No topo do cilindro aplicou-se a condição de entrada e saída de ar nas simulações sem amortecimento; nas simulações com amortecimento adicionou-se ao valor da pressão uma perda de carga que varia no tempo e que é explicado no subcapítulo 5.3.3. O campo de velocidades é nulo e o de pressão é hidrostático. As propriedades das ondas geradas e o passo de tempo da simulação correspondente encontram-se na Tabela 5.4

Tabela 5.4 – Propriedades das ondas geradas e passo de tempo da simulação.

Condição da simulação	f (Hz)	λ (m)	ω (rad/s)	k (rad/m)	Δt (s)
Profundidade Infinita	0,9	1,921	5,6549	3,2708	0,0008680
	1,1	1,2903	6,9115	4,8696	0,0008879
Profundidade Intermédia	0,9	1,729	5,6549	3,6339	0,0005425
	1.1	1,246	6,9115	5,0415	0,0003560

5.3.2. Discretização do domínio

Foram utilizadas três malhas tridimensionais com volumes paralelepípedicos, prismáticos e tetraédricos; utilizaram-se duas malhas nas simulações nas condições de profundidade intermédia, uma para cada frequência; a outra malha foi usada nas simulações em profundidade infinita. As malhas são as mesmas que foram utilizadas por Didier *et al.* [15] nas simulações realizadas com o código numérico FLUENT. O domínio computacional considerado nas simulações é apenas metade

do domínio real, dada a simetria do problema em relação ao plano longitudinal e vertical. O eixo do cilindro encontra-se na posição $x = y = 0$ m e a superfície livre em repouso na posição $z = 0$ m. Para a malha de águas profundas, o domínio está compreendido entre $-1 \text{ m} \leq z \leq 0,07 \text{ m}$ na direcção vertical e entre $0 \text{ m} \leq y \leq 0,70 \text{ m}$ segundo a largura; para a malha de águas intermédias, o domínio está compreendido entre $-0,4 \text{ m} \leq z \leq 0,07 \text{ m}$ na direcção vertical e entre $0 \leq y \leq 0,35 \text{ m}$ segundo a largura. O canal numérico tem, aproximadamente, 5λ de comprimento e o eixo do cilindro está afastado do batedor aproximadamente por um comprimento de onda de distância, como mostra a Figura 5.19. O perímetro da semicircunferência do cilindro é discretizado por 40 segmentos. Na banda de propagação de ondas correspondente a $-0,02 \text{ m} \leq z \leq 0,02 \text{ m}$, a discretização é composta por 24 segmentos iguais. Na zona de propagação da onda que vai de $x = -1,25$ até $x = 1,25$, os segmentos têm $0,02 \text{ m}$. Na zona de dissipação, o comprimento dos segmentos é aumentado progressivamente até atingir $0,35\lambda$.

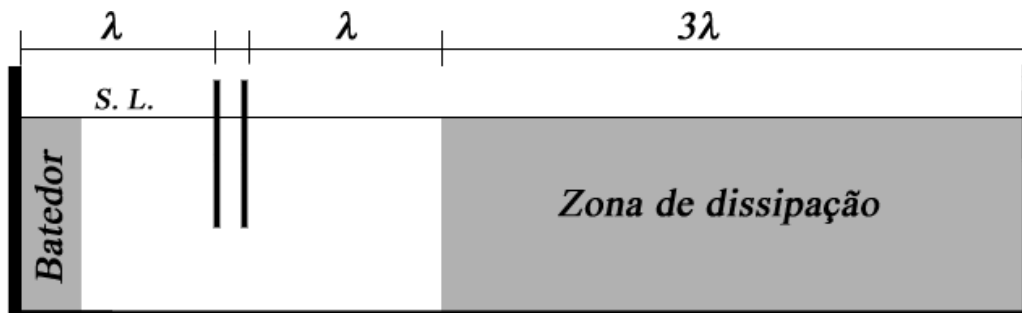


Figura 5.19 – Geometria do canal numérico.

Na Figura 5.20 está o pormenor de discretização em torno do cilindro, para a malha utilizada nas simulações em águas intermédias para a frequência $f = 1,1 \text{ Hz}$. Na Tabela 5.5 está indicado o número de volumes de controlo de cada uma das malhas e em que condições se utilizou cada uma delas.

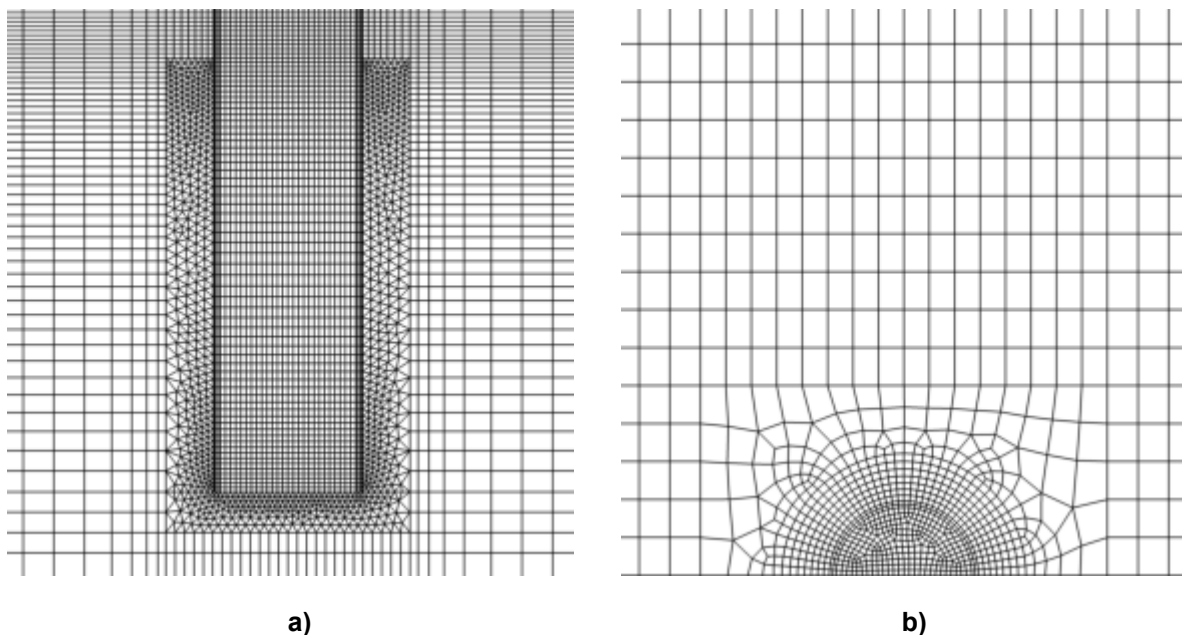


Figura 5.20 – Pormenor de discretização da malha: a) plano de simetria; b) visto de cima.

Tabela 5.5 – Caracterização das malhas utilizadas.

Malha	Condição da simulação	D (m)	Volumes de controlo
CAO1	Profundidade infinita e para todas as frequências	1	752950
CAO2	Profundidade intermédia e $f = 0,9$ Hz	0,4	466289
CAO3	Profundidade intermédia e $f = 1,1$ Hz	0,4	565059

Aplicaram-se os mesmos esquemas numéricos e de interpolação indicados no subcapítulo 5.1.2, pelo que não são aqui apresentados.

5.3.3. Modelo de membrana porosa e perda de carga induzida

Nos ensaios experimentais realizados por Lopes *et al* [23] foi colocada uma membrana porosa (têxtil) no topo do cilindro para modelar o efeito dissipativo de um DAEO-CAO; esta membrana permite simular a perda de carga devido à presença de uma turbina do tipo Wells instalada num dispositivo real. Para escoamentos com números de Reynolds baixos (baseado na dimensão média dos poros da membrana), a perda de carga em meio poroso pode ser determinada pela lei de Darcy:

$$-\Delta p = \frac{\mu \Delta x}{K} \bar{U} \quad (5.1)$$

Onde p é a pressão, μ é a viscosidade dinâmica, \bar{U} é a velocidade média na secção, Δx é o comprimento do meio poroso e K é a permeabilidade. À semelhança do que foi feito por Didier *et al.* [15], a perda de carga no meio poroso foi imposta utilizando uma função definida com a biblioteca groovyBC. Nesta função é determinado o valor da velocidade média no topo do cilindro vertical e impõe-se a perda de carga como condição de fronteira da pressão, que varia ao longo do tempo em função da velocidade média:

$$-\Delta p = \frac{\mu \Delta x}{K} \bar{U} = K_{sn} \bar{U} = K_{sn} \frac{\int u_z dS}{S} \quad (5.2)$$

em que u_z é a componente z da velocidade, que é perpendicular à área, S , do cilindro.. O valor da permeabilidade utilizada nos ensaios em modelo físico por Lopes *et al.* [23] não foi calculado. Didier *et al.* [15] realizaram uma série de ensaios utilizando diferentes permeabilidades para determinar o valor da permeabilidade. Os resultados numéricos da pressão e da elevação da superfície livre foram comparados sucessivamente com os experimentais e chegaram ao resultado $K_{sn} = 125$ Pa s/m. A utilização de uma perda de carga que varia linearmente com a velocidade média para simular a presença de uma turbina Wells é válida, pois estas turbinas apresentam uma curva característica da pressão em função da velocidade aproximadamente linear [11].

5.3.4. Apresentação de resultados

Em seguida comparam-se os resultados do código numérico OpenFOAM com a solução numérica apresentado por Conde *et al.* [10] para o código numérico FLUENT e com dados experimentais de Lopes *et al.* [23]. A elevação da superfície livre foi registada ao longo do tempo por duas sondas; uma

sonda foi colocada coincidente com o eixo do cilindro, na posição $x = 0$ m e $y = 0$ m (sonda interior) e a outra foi colocada no mesmo plano xz , na posição $x = 0$ e $y = 0,35$ m (sonda exterior).

Na Figura 5.21 comparam-se os resultados do ensaio experimental e dos códigos numéricos OpenFOAM e FLUENT, para a elevação da superfície livre, dentro e fora do cilindro, ao longo do tempo nas condições de águas profundas, para a frequência $f = 0,9$ Hz e sem amortecimento. Os resultados obtidos no OpenFOAM são satisfatórios, mas verifica-se que na sonda colocada no interior do cilindro, a elevação da superfície livre na cava da onda é ligeiramente superior aos dois valores de referência apresentados.

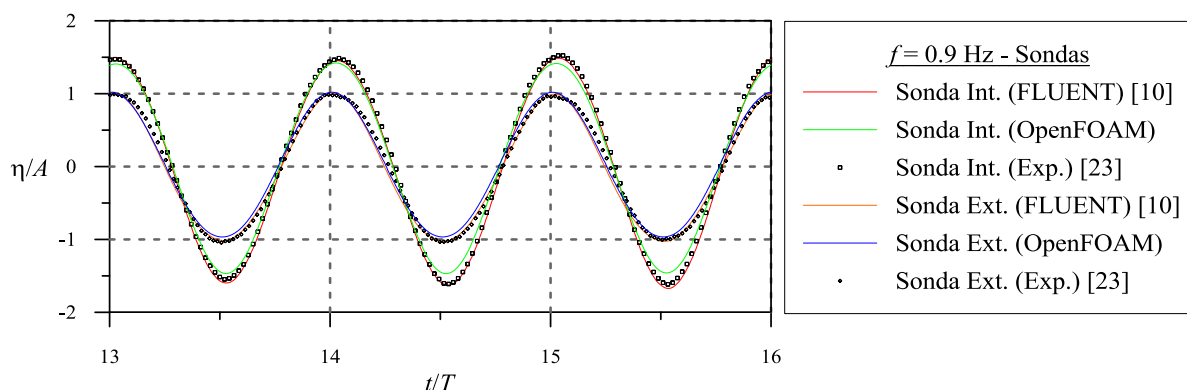


Figura 5.21 – Comparação de resultados numéricos e experimentais da elevação da superfície livre ao longo do tempo no interior e no exterior do DAEO-CAO, nas condições de profundidade infinita, sem amortecimento e $f = 0,9$ Hz.

Apresentam-se da Figura 5.22 à Figura 5.25, os resultados obtidos no OpenFOAM da elevação da superfície livre em função do tempo, nas diferentes situações consideradas. Verifica-se que as soluções estabilizam em geral ao fim de oito a dez períodos.

Na Figura 5.22 encontra-se a solução obtida nas condições de profundidade infinita e sem amortecimento. A elevação da superfície livre no interior do cilindro sofre uma amplificação para as duas frequências testadas; a frequência $f = 1,1$ Hz provoca um efeito de amplificação maior. Na Figura 5.23 encontra-se a solução nas condições de profundidade infinita com amortecimento. Para a frequência $f = 0,9$ Hz o efeito de amortecimento praticamente não tem impacto no factor de amplificação; já para a frequência $f = 1,1$ Hz é bastante notório o amortecimento no interior do cilindro.

Na Figura 5.24 apresenta-se a solução obtida nas condições de profundidade intermédia e sem amortecimento para as duas frequências testadas. O resultado obtido para a frequência $f = 0,9$ Hz em águas intermédias é idêntico ao obtido para águas infinitas. A frequência $f = 1,1$ Hz apresenta uma elevação da onda ligeiramente superior em condição de águas intermédias ($\max(\eta/A) \sim 3,5$ em águas intermédias face a $\max(\eta/A) \sim 3$ em águas profundas). Na Figura 5.25 está representada a solução obtida em condições de profundidade intermédia com amortecimento. Tal como anteriormente, para a $f = 0,9$ Hz não existe alteração do valor máximo da elevação da onda no interior do cilindro; para ondas com $f = 1,1$ Hz o efeito do amortecimento é bem visível; verifica-se o mesmo comportamento

registado anteriormente, isto é, a amplificação da elevação da superfície livre é maior em águas intermédias do que em águas profundas.

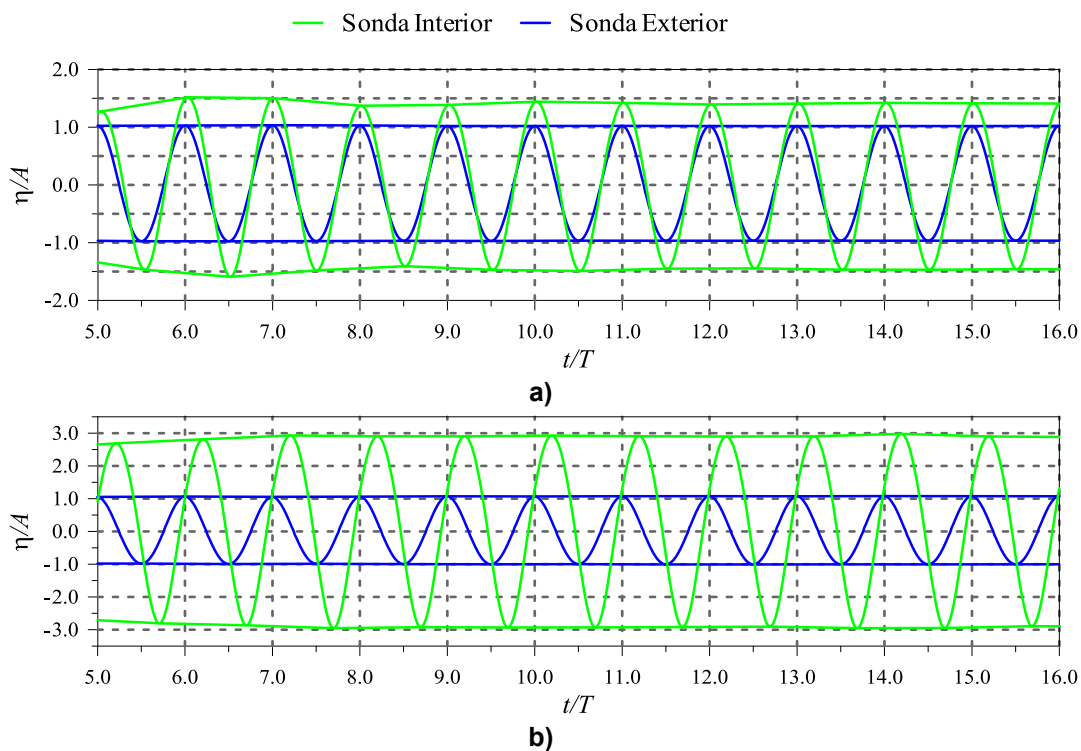


Figura 5.22 – Elevação da superfície livre em função do tempo dentro e fora do DAEO-CAO, nas condições de profundidade infinita e sem amortecimento, para: a) $f = 0,9$ Hz; b) $f = 1,1$ Hz.

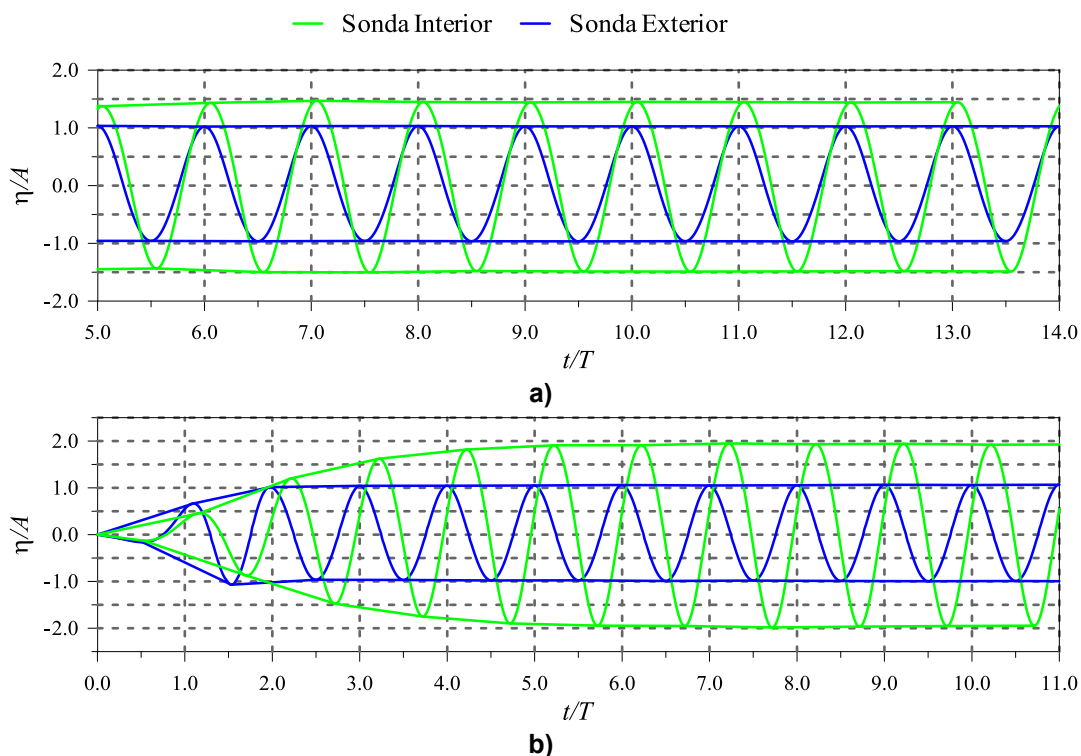


Figura 5.23 – Elevação da superfície livre em função do tempo dentro e fora do DAEO-CAO, nas condições de profundidade infinita e com amortecimento, para: a) $f = 0,9$ Hz; b) $f = 1,1$ Hz.

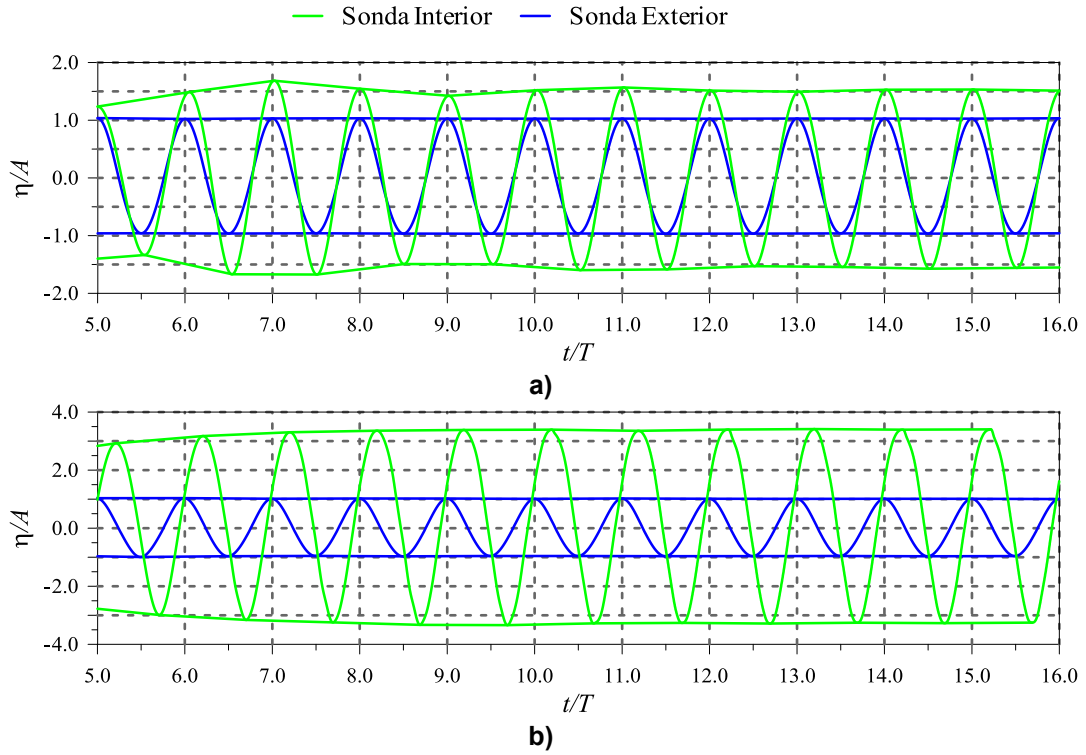


Figura 5.24 – Elevação da superfície livre em função do tempo dentro e fora do DAEO-CAO, nas condições de profundidade intermédia e sem amortecimento, para: a) $f = 0,9$ Hz; b) $f = 1,1$ Hz.

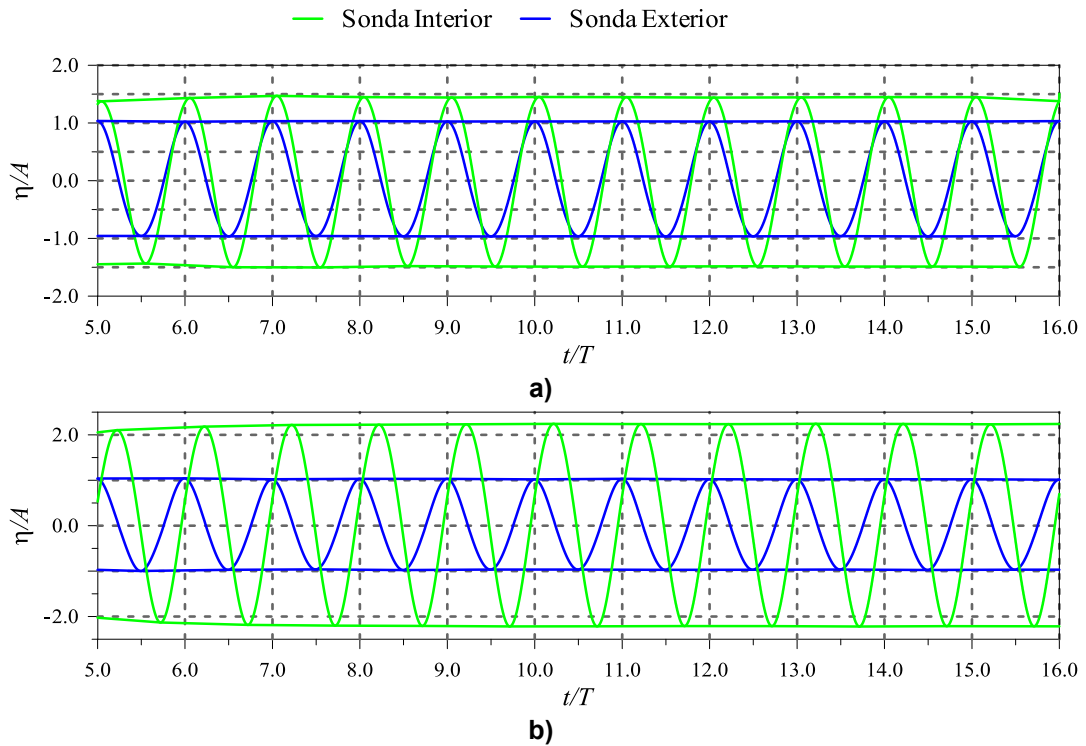


Figura 5.25 – Elevação da superfície livre em função do tempo dentro e fora do DAEO-CAO, nas condições de profundidade intermédia e com amortecimento, para: a) $f = 0,9$ Hz; b) $f = 1,1$ Hz.

Os resultados do OpenFOAM são comparados com dados experimentais do ensaio realizado por Lopes *et al.* [23] e com a solução obtida no código FLUENT em condições de água intermédia

apresentadas por Conde *et al.* [10]. Nos dados que se seguem, Q , é o factor de amplificação, definido pela razão entre a amplitude máxima da elevação da superfície livre no interior do cilindro e a amplitude da onda gerada; e θ é o desfasamento da elevação da superfície livre dentro do cilindro face à onda gerada.

Na Figura 5.26 apresenta-se a resposta do DAEO-CAO sem amortecimento para as condições de profundidade intermédia e infinita. Existe uma boa correlação dos resultados do OpenFOAM, em profundidade intermédia, com os dados experimentais e numéricos dos outros autores; verifica-se o menor efeito de amplificação da superfície livre no interior do DAEO-CAO em condição de profundidade infinita para $f = 1,1$ Hz. O desfasamento para a solução obtida com o OF mostra um comportamento idêntico ao do FLUENT; os resultados numéricos tendem a sobrestimar o desfasamento obtido no ensaio experimental.

Na Figura 5.27 está representada a resposta do DAEO-CAO com amortecimento. Para a frequência $f = 0,9$ Hz não se observam diferenças significativas no valor do factor de amplificação entre os diferentes métodos. Para $f = 1,1$ Hz e em condições de profundidade intermédia, o factor de amplificação ultrapassa ligeiramente o valor obtido no FLUENT e no ensaio experimental; a simulação em condições de águas profundas para a frequência $f = 1,1$ Hz apresenta uma solução muito próxima dos resultados experimentais. Relativamente ao desfasamento, os valores do OF estão de acordo com os resultados experimentais e numéricos do FLUENT.

Em seguida fez-se uma análise espectral elevação da superfície livre no interior do cilindro. Foi feita uma FFT à semelhança do que foi feito anteriormente no subcapítulo 5.2.3. Na Figura 5.28 apresentam-se os espectros de frequências para a sonda colocada no interior do cilindro, na condição de profundidade intermédia, com e sem amortecimento. A segunda harmónica contribui muito pouco para a elevação da superfície livre em ambos os casos. O facto de o valor do factor de amplificação não ser nulo para $f = 0$ Hz, é um indicador de que a onda oscila em torno de um valor maior que zero; anteriormente verificou-se que a cava e a crista da onda se encontram ligeiramente deslocadas para cima.

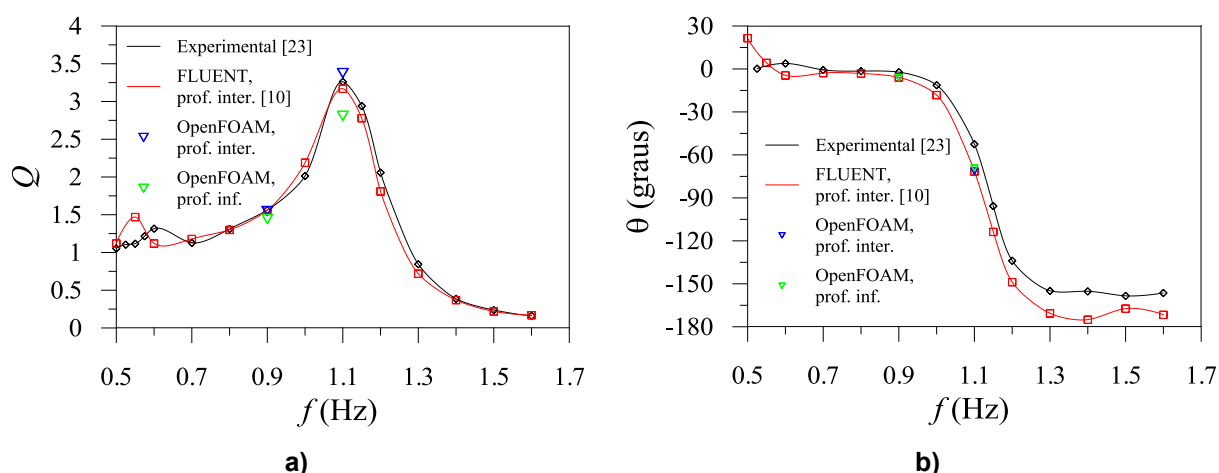


Figura 5.26 – Resposta do DAEO-CAO sem amortecimento: a) factor de amplificação; b) ângulo de fase.

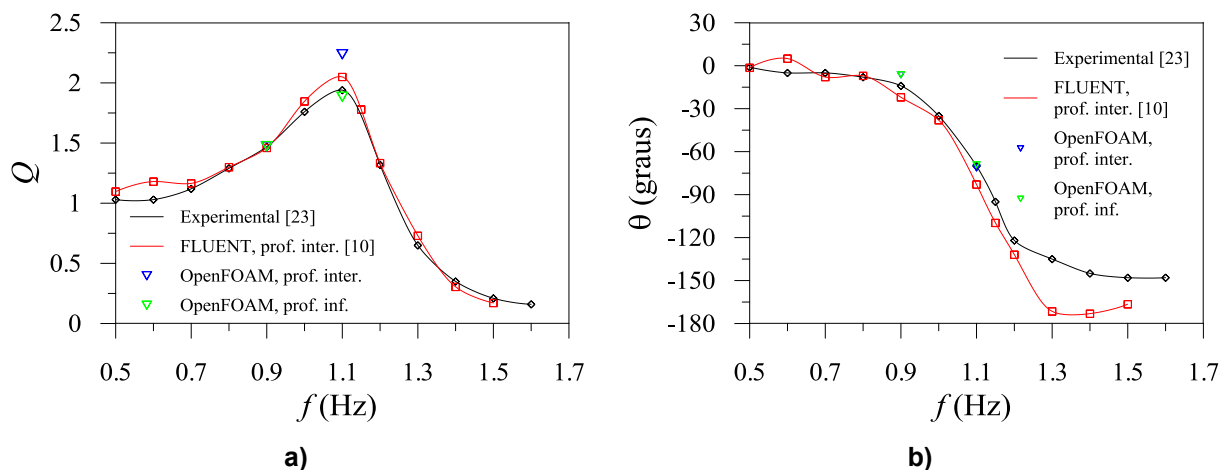


Figura 5.27 – Resposta do DAE0-CAO com amortecimento: a) factor de amplificação; b) ângulo de fase.

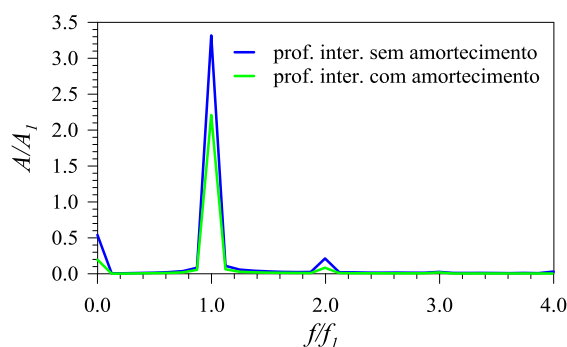


Figura 5.28 – Espectro de frequências para a sonda colocada no interior do DAE0-CAO na condição de profundidade intermédia.

Na Figura 5.29 apresenta-se a evolução da potência pneumática, P , ao longo do tempo adimensionalizado, t/T para as simulações efectuadas em condições de profundidade intermédia e infinita. Existe uma diferença significativa na potência pneumática obtida em condições de profundidade infinita face à obtida em condições de profundidade intermédia, para $f = 1,1$ Hz.

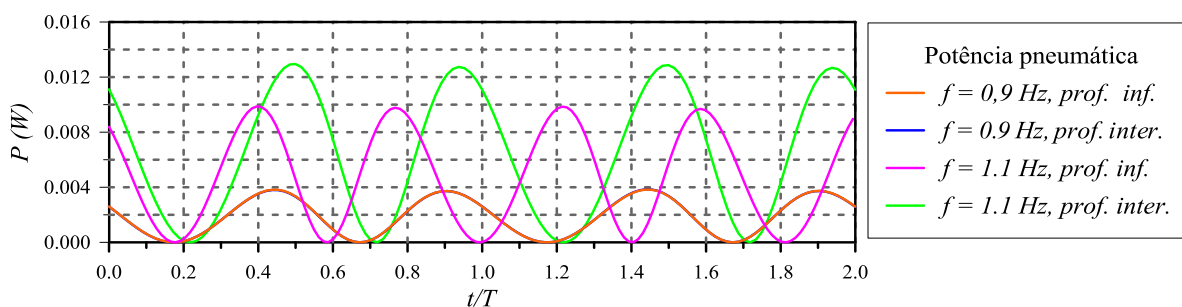


Figura 5.29 – Evolução da potência pneumática ao longo do tempo.

Na Figura 5.30 é apresentado o valor médio da potência pneumática obtido no OF em profundidade intermédia e infinita e o valor alcançado no FLUENT em profundidade infinita por Conde *et al.* [10]. Os valores são ligeiramente diferentes para a frequência $f = 1,1$ Hz, mas também se verificou anteriormente que as simulações em profundidade intermédia possuíam um maior factor de amplificação do que as simulações em profundidade infinita; isto provavelmente explica a diferença na potência média dissipada para a frequência $f = 1,1$ Hz.

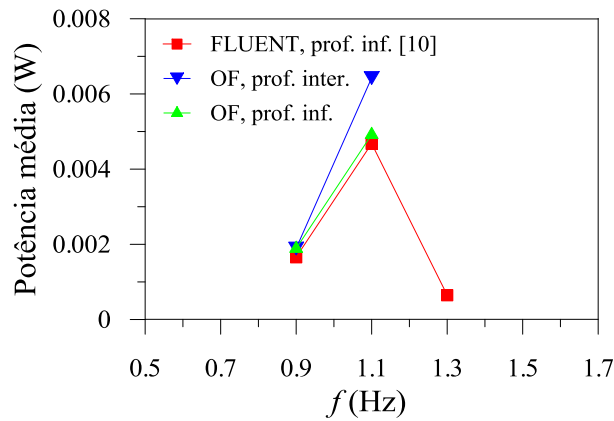


Figura 5.30 – Potência pneumática média para diferentes frequências de onda.

Na Figura 5.31 está representada a distribuição do módulo da velocidade no instante em que a elevação da superfície livre interior do DAEO-CAO é máxima, para a frequência de onda incidente $f = 1,1$ Hz na condição de profundidade intermédia. Verifica-se que na Figura 5.31 a) a superfície livre no interior da DAEO-CAO é irregular; isto deve-se ao facto da malha não ser suficientemente fina nesta zona; a malha também devia ser mais alta, pois a água quase que abandona o domínio. Na simulação com amortecimento, Figura 5.31 b), a elevação da superfície livre é menor, pelo que a malha utilizada é suficientemente boa; a superfície livre no interior do DAEO-CAO não tem irregularidades.

Na Figura 5.32 encontra-se a distribuição do módulo da velocidade no plano de simetria do DAEOCAO para uma frequência de onda incidente, $f = 1,1$ Hz, em condição de águas intermédias e com amortecimento, para oito instantes que compõem o período.

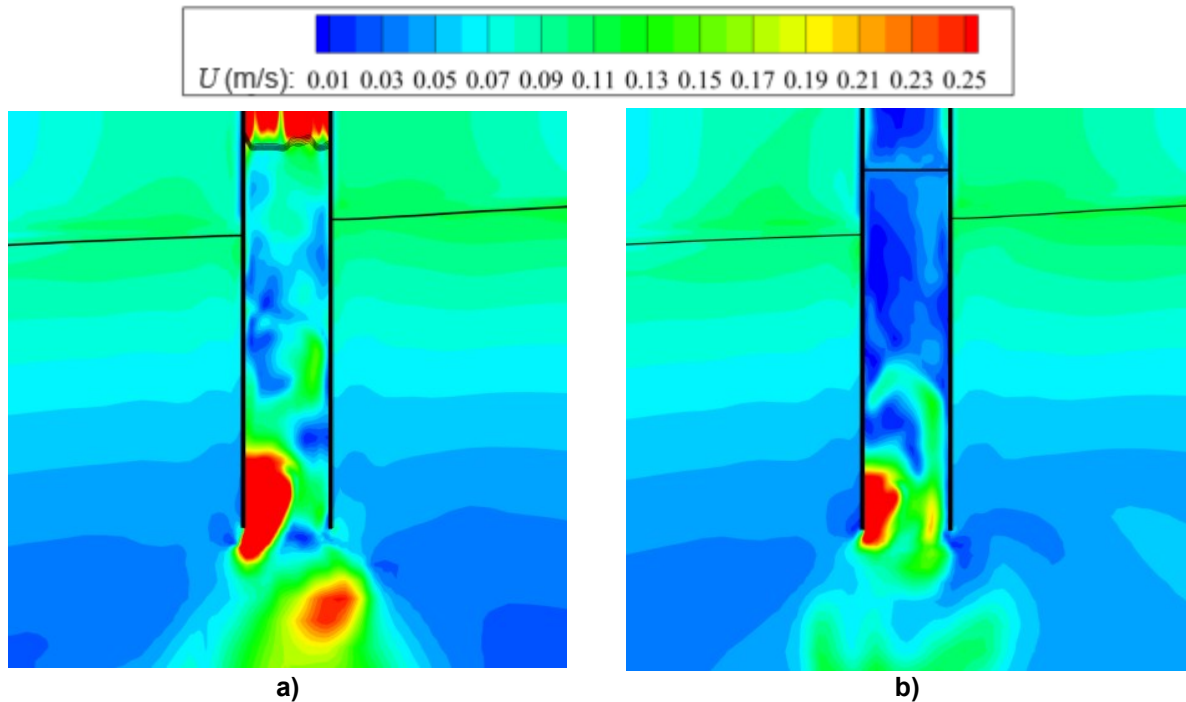


Figura 5.31 – Distribuição do módulo da velocidade no instante em que a elevação da superfície livre no interior do DAEO-CAO é máxima, para a frequência de onda incidente $f = 1,1$ Hz na condição de profundidade intermédia: a) DAEO-CAO sem amortecimento; b) DAEO-CAO com amortecimento.

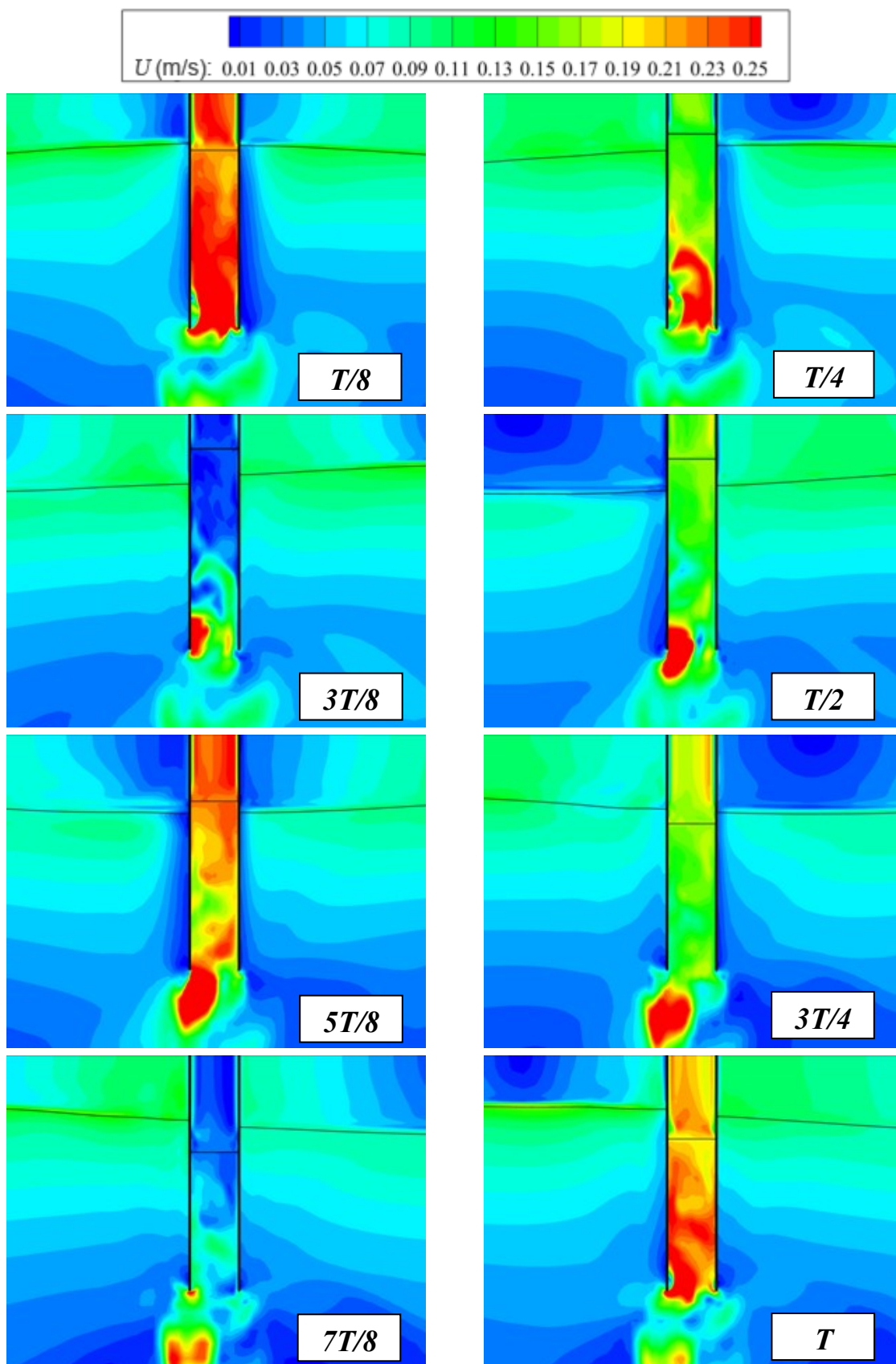


Figura 5.32 – Distribuição do módulo da velocidade no plano de simetria do DAEO-CAO para uma frequência de onda incidente $f = 1,1$ Hz, em condição de águas intermédias e com amortecimento, para oito instantes que compõem o período.

5.4. Conclusões

Neste capítulo validou-se a ferramenta waves2Foam na geração de ondas regulares. Foram testados três problemas e em dois deles a solução foi comparada com dados numéricos e experimentais obtidos por outros autores.

Relativamente à geração de ondas num canal com fundo horizontal:

- Verificou-se que uma banda de propagação da onda discretizada segundo a vertical com doze volumes por amplitude de onda e segundo a horizontal por 265 volumes por comprimento de onda, é suficiente para que não exista difusão da onda.
- A praia numérica amortece a onda em aproximadamente 3λ , contudo não foi estudado o coeficiente de reflexão da onda.

Relativamente à geração de ondas num canal com um cilindro horizontal submerso:

- Existe uma boa concordância entre os resultados do OF e os resultados obtidos por Conde *et al.* [9] com o código numérico FLUENT e nos ensaios experimentais.
- Os dois métodos utilizados para gerar ondas no OpenFOAM apresentam algumas diferenças na solução. A zona de relaxação utilizada no batedor quando se gera ondas com o waves2Foam pode ter alguma influência neste resultado.

Relativamente à simulação numérica de um DAEO-CAO:

- Existem semelhanças entre os resultados do OF, os resultados numéricos apresentados por Conde *et al.* [10] com o código FLUENT e os resultados experimentais por Lopes *et al.* [23].
- Para as frequências em torno da ressonância a malha deve ser modificada; a malha deve ser mais alta e mais refinada no interior da CAO.

Capítulo 6

Conclusões e recomendações

6.1. Conclusões

Efectuaram-se nesta dissertação algumas simulações numéricas de problemas de aerodinâmica e hidrodinâmica, com o intuito de validar o código numérico OpenFOAM. Existe interesse em testar o desempenho deste programa, pois é gratuito e possui código aberto. O objectivo principal foi simular um DAEO-CAO simplificado flutuante que pode ser colocado ao largo da costa.

No que diz respeito ao estudo numérico de problemas de aerodinâmica em regime permanente e transitório os resultados são muito satisfatórios. O caso da cavidade apresenta uma solução em concordância com o código comercial FLUENT e com o código FullCReM, apresentado por Eça *et al.* [16]. Este caso também permitiu concluir que devem ser utilizados coeficientes de relaxação em torno de $\alpha_U = 0,8$ e $\alpha_p = 0,3$, para a solução convergir com o menor número de iterações. Relativamente ao caso do escoamento em torno de uma placa perpendicular ao escoamento, a solução está de acordo com as referências, mas existem alguns detalhes que devem ser analisados; verificou-se que as malhas utilizadas não são suficientemente refinadas na periferia da placa originando alguns erros devido à difusão numérica. O caso deve ser testado com uma malha mais refinada nessa zona, para garantir que o problema não está no código.

O OpenFOAM apresenta precisão na resolução de escoamentos bifásicos. No caso da instabilidade de Rayleigh-Taylor testou-se um problema com simetria e o código numérico manteve essa simetria ao longo da simulação. No caso do colapso da coluna de água e do reservatório, os resultados obtidos replicam com alguma exactidão os dados experimentais. Verificou-se no entanto alguma sensibilidade do código face ao refinamento da malha e ao passo de tempo escolhido.

Após a validação do OpenFOAM na resolução de escoamentos bifásicos, foi testado o seu potencial para a resolução de escoamentos com geração de ondas regulares. Foram utilizadas duas técnicas para o efeito: a *waves2Foam toolbox* e a biblioteca *groovyBC*. No caso do cilindro horizontal submerso verificaram-se pequenas diferenças na solução obtida entre os dois métodos de geração de ondas; no entanto, as soluções estão próximas da solução de referência apresentada por Conde *et al.* [8] com o código comercial FLUENT.

Para finalizar foi simulado um DAEO-CAO em diferentes condições de profundidade para dois valores de frequência. Também se simulou o dispositivo com a introdução de uma perda de carga para simular a presença de uma turbina Wells; a perda de carga considerada foi aplicada na condição de fronteira da pressão e varia linearmente com a velocidade média, tal como a curva característica deste tipo de turbinas. Os resultados obtidos são satisfatórios, pois estão próximos dos valores dos dados experimentais alcançados por Lopes *et al.* [23].

6.2. Recomendações e trabalhos futuros

O problema da placa deve ser revisto utilizando malhas com refinamento nas zonas problemáticas indicadas.

Não foi possível simular o DAEO-CAO para toda a gama de frequências apresentada pelos outros autores, pois o tempo não foi suficiente; contudo, é um trabalho que pode ser feito posteriormente, até para existir mais uma referência numérica neste estudo.

Fica como sugestão efectuar novas simulações fazendo variar o comprimento submerso do cilindro vertical, para verificar a sua influência na amplificação da coluna de água oscilante. Alguns estudos mostram que o comprimento submerso influencia a frequência de ressonância da coluna de água oscilante. Seria interessante simular posteriormente um DAEO-CAO constituído por dois ou mais cilindros com diferentes comprimentos submersos e gerar ondas monocromáticas e cromáticas; o objectivo seria verificar se um DAEO-CAO com múltiplas câmaras de ressonância consegue operar em condições nominais para um maior leque de frequências.

Referências Bibliográficas

- [1] A presentation of student research. (2010) *Energy and the Environment – A Coastal Perspective*. <http://coastalenergyandenvironment.web.unc.edu/ocean-energy-generating-technologies/wave-energy/oscillating-water-column/> (acedido em 20 de Setembro de 2012).
- [2] Botella O. e Peyret R. (1998). Benchmark Spectral Results on the Lid-Driven Cavity Flow. *Computers and Fluids*. Vol. 27. pp 421-433.
- [3] Brace, S. (2010). Wave Energy Generation. <http://stevenbrace.co.uk/mecheng/final/> (Acedido em 20 de Setembro de 2012).
- [4] Brito Melo, A. (2008). Zona Piloto Portuguesa para a energia das ondas. http://www.wavec.org/client/files/Ana_Brito_Melo.pdf (acedido em 22 de Novembro de 2011).
- [5] Bruneau, C.H. and Saad, M. (2006). The 2D Lid-Driven Cavity Problem Revisited. *Computers and Fluids*. Vol. 35. pp 326-348.
- [6] Conde, J. M. e Didier, E. (2009). Simulação Numérica de um Dispositivo de Aproveitamento da Energia das Ondas do Tipo Coluna de Água Oscilante. *9º Congresso Iberoamericano Ingeniería Mecánica*. Las Palmas de Gran Canaria. Espanha.
- [7] Conde, J. M. P., Didier, E. e Gato, L. M. C. (2006). Simulação numérica de escoamentos periódicos: escoamento na câmara pneumática de uma central de energia das ondas de coluna de água oscilante. *Actas da Conferência Nacional de Métodos Numéricos em Mecânica dos Fluidos e Termodinâmica*. 8 e 9 de Junho, na FCT-UNL, Monte da Caparica. Portugal.
- [8] Conde, J. M., Didier, E. e Teixeira, P. R. F. (2009). Simulação numérica da interacção de uma onda regular com um cilindro submerso: Comparação de três códigos numéricos. *III Conferência Nacional em Mecânica de Fluidos, Termodinâmica e Energia*. Bragança. Portugal.
- [9] Conde, J. M., Lopes, M. F. P. e Gato, L. M. C. (2007). Nonlinear Wave Diffraction by a Submerged Circular Cylinder. *Proc. 17th Int. Offshore and Polar Eng. Conf.* ISOPE. Lisboa. Portugal.
- [10] Conde, J. P. M., Didier, E. e Teixeira, P. R. F. (2011). Simulação Numérica de um Dipositivo de Aproveitamento da Energia das Ondas do Tipo e Coluna de Água Oscilante Posicionado ao Largo. *7^{as} Jornadas Portuguesas de Engenharia Costeira e Portuária*. Porto. Portugal.
- [11] Corvelo, E. (2011). “Análise e comparação do desempenho de uma central de energia das ondas do tipo coluna de água oscilante equipada com turbinas de acção e turbinas Wells”. Tese de mestrado, Instituto Superior Técnico. Acedido a 20 de Setembro de 2012. <https://dspace.ist.utl.pt/bitstream/2295/988661/1/dissertacao%20eugenio%20corvelo.pdf>
- [12] Cruz, J. e Sarmento, A. (2004). Energia das Ondas – Introdução aos aspectos tecnológicos, económicos e ambientais. *Instituto do Ambiente*.
- [13] Didier E. e A.R.J. Borges. (2005). Numerical simulation of two-dimensional cross flow past a cylinder using an unstructured mesh based fully implicit second order coupled method. *The fourth European & Africa Conference on Wind Engineering*. Praga. República Checa.
- [14] Didier, E. (2007). Simulação Numérica de Escoamentos com Superfície Livre. *Revista Iberoamericana de Ingeniería Mecánica*. Vol. 11, Nº 3, pp 03-18.

- [15] Didier, E., Conde, J. M. P. e Teixeira, P. R. F. (2012). Simulação numérica 3D de uma modelo de dispositivo de aproveitamento da energia das ondas (tipo coluna de água oscilante) em grande profundidade. *IV Conferência Nacional em Mecânica dos Fluidos, Termodinâmica e Energia*. LNEC. Lisboa. Portugal.
- [16] Eça, L., Conde, J. M. P. e Didier, E. (2007). Verificação de três códigos numéricos no cálculo do escoamento permanente e incompressível numa cavidade. *CMNE/CILAMCE*. Porto. Portugal.
- [17] Erturk, E., Corke, T. C. e Gökçöl, C. (2005). Numerical solutions of 2-D steady incompressible driven cavity flow at high Reynolds numbers. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. DOI: 10.1002/fld.953
- [18] Fage, A. e Johansen, F. C. (1927). On the Flow of Air Behind an Inclined Flat Plate of Infinite Span. *Proc. Roy. Soc.*, Vol. 116, 170-197. Referenciado por [35].
- [19] Fluent Incorporated, FLUENT 6.2 User's Guide, 2005.
- [20] Ghia, U., Ghia, K. N. e Shin, C. T. (1982). High-Re Solutions for Incompressible Flow Using the Navier-Stokes Equations and a Multigrid Method. *Journal of Computational Physics*. Vol. 48.
- [21] Koshizuka, S., Tamako H. e Oka, Y. (1995). A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, *J. Comp. Fluid Dynamics*, 4(1), pp 29-46
- [22] Lima, J. (2010). "Gerador de baixa rotação para aproveitamento de energia das ondas". Tese de mestrado, Faculdade de Ciências e Tecnologia, Universidade Nova de Lisboa.
- [23] Lopes, M.F.P., Ricci, P., Gato, L.M.C. e Falcão, A.F.O. (2007). Experimental and numerical analysis of the oscillating water column inside a surface-piercing vertical cylinder in regular waves. *Proc 7th European Wave and Tidal Energy Conference*. Porto. Portugal.
- [24] Marsh, G. (2010). Maximizing wave power. <http://www.renewableenergyfocus.com/view/7435/maximising-wave-power/> (Acedido em 21 de Novembro de 2011)
- [25] Martin, J. C., Moyce, W. J. (1952). An experimental study of the collapse of liquid columns on a rigid horizontal plane. *Phil. Trans. Soc. London*, A244, pp 312-324
- [26] N. G. Jacobsen, Fhurman, D. R. e Fredsøe, J. (2012). A Wave Generation Toolbox for the Open-Source CFD Library: OpenFOAM. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*. Vol. 70. Pp 1073-1088. DOI: 10.1002/fld.2726.
- [27] OpenFOAM. Our Commitment to the users. <http://www.openfoam.com/> (Acedido a 20 de Setembro de 2012).
- [28] Ozmen-Cagatay, H. e Kocaman, S. (2011). Dam-Break Flow in the Presence of Obstacle: Experiment and CFD Simulation. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*. Vol. 5, No. 4, pp 541-552.
- [29] Puckett, E. G., Almgren, A. S., Bell, J. B., Marcus, D. L. e Rider, W. L. (1997). A high-Order Projection Method for Tracking Fluid Interfaces in Variable density Incompressible Flows. *Journal of Computational Physics*. Vol. 130. pp 269-282.
- [30] Raessi, M., Mostaghimi, J. e Bussmann, M. (2010). A volume-of-fluid interfacial flow solver with advected normal. *Computers & Fluids*. Vol. 39. pp 1401-1410.
- [31] The OpenFOAM Foundation. (2011). Breaking of a Dam. <http://www.openfoam.org/docs/user/damBreak.php> (acedido em 29 de agosto de 2012).

- [32] The OpenFOAM Foundation. (2011). Numerical schemes.
<http://www.openfoam.org/docs/user/fvSchemes.php#x20-1070004.4> (acedido em 29 de Agosto).
- [33] The OpenFOAM Foundation. (2011). Standard solvers.
<http://www.openfoam.org/docs/user/standard-solvers.php#x13-890003.5> (acedido em 29 de Agosto de 2012).
- [34] Thorpe, T. W. (1999). A Brief Review of Wave Energy. A report produced for The UK Department of Trade and Industry. ETSU-R120.
- [35] Tonnessen, R., Faltinsen, O. M. e Utnes, T. (1999). A Finite Element Method Applied to Unsteady Viscous Flow around 2D Blunt Bodies with Sharp Corners. *Seventh International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics*. Nantes.
- [36] U.S. Army Corps of Engineers. (2002). Coastal Engineering Manual. Engineer Manual 1110-2-1100, U.S. Army Corps of Engineers, Washington, D.C. (in 6 volumes).
- [37] University of Delaware. (2012). University of Delaware Wave Calculator.
<http://www.coastal.udel.edu/faculty/rad/wavetheory.html> (acedido em 15 de Setembro de 2012).
- [38] Unofficial OpenFOAM Wiki. (2009). icoFoam. <http://openfoamwiki.net/index.php/IcoFoam> (acedido em 29 de agosto de 2012).
- [39] Unofficial OpenFOAM Wiki. (2010). Contrib/waves2Foam.
<http://openfoamwiki.net/index.php/Contrib/waves2Foam> (acedido em 29 de Agosto de 2012).
- [40] Unofficial OpenFOAM Wiki. (2010). The SIMPLE algorithm in OpenFOAM.
http://openfoamwiki.net/index.php/The_SIMPLE_algorithm_in_OpenFOAM (acedido em 29 de Agosto de 2012).
- [41] Versteeg, H. K. e Malalasekera, W. (1995). An Introduction to computation Fluid Dynamics – The Finite Volume Method. Longman Scientific & Technical.